

**Entwicklung und Erprobung von Flammensperren für einen vorgemischten, grünen  
Raketentreibstoff aus Lachgas ( $\text{N}_2\text{O}$ ) und Ethen ( $\text{C}_2\text{H}_4$ )**

Von der Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie der Universität Stuttgart zur  
Erlangung der Würde eines Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.) genehmigte  
Abhandlung

Vorgelegt von  
Lukas Karl Werling

geboren in  
Viersen

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. Stefan Schlechtriem, Universität Stuttgart  
Mitberichter: Prof. Dr. rer. nat Uwe Riedel, Universität Stuttgart  
Tag der mündlichen Prüfung: 23.10.2020

Institut für Raumfahrtsysteme  
Universität Stuttgart  
2020





*Für Christine*

# Vorwort und Danksagung

Die Suche nach grünen, kostengünstigen sowie leistungsfähigen Raketentreibstoffen für Weltraumantriebe rückte in den letzten beiden Dekaden in den Fokus vieler nationaler und internationaler Forschungsprojekte. Um die Raumfahrt in Zukunft agiler, flexibler, kostengünstiger und sicherer zu machen, sind ungiftige, grüne Raketentreibstoffe unabdingbar. Besonders im Hinblick auf wiederverwendbare Systeme bieten grüne, ungiftige Treibstoffe deutliche Vorteile: So ist keine aufwändige Dekontaminierung der Antriebssysteme erforderlich, das erneute Betanken des Raumfahrzeugs vereinfacht sich signifikant und bei erforderlichen Triebwerkstests müssen keine kostspieligen Schutzmaßnahmen beachtet werden.

Die momentanen Entwicklungen im Raumfahrtbereich, die unter dem Begriff „New Space“ zusammengefasst werden, treiben die Arbeiten im Bereich der grünen Treibstoffe weiter voran. Zum Bereich des „New Space“ gehören Themenfelder wie die Kommerzialisierung der Raumfahrt durch Firmen wie SpaceX, Blue Origin oder Rocketlab, die Entwicklung von Microlaunchern und die stark zunehmende Zahl an miniaturisierten, kostengünstigen Klein- und Kleinstsatelliten. Da bei konventionellen Satelliten und Sonden 30-60% der Gesamtmasse auf die Masse des Antriebssystems und des Treibstoffs entfällt, existiert ein großes Einsparungspotential durch den Einsatz von leistungsfähigen, grünen Treibstoffen und Antriebssystemen.

Ganz gleich, ob sich der in dieser Arbeit untersuchte, grüne Raketentreibstoff oder andere Treibstoffe zukünftig durchsetzen werden, so ist es dennoch von essentieller Bedeutung, dass die Raumfahrt kostengünstiger wird. Eine deutliche Reduktion der Kosten und der damit möglichen Ausweitung von Raumfahrtaktivitäten erlaubt es, neue Kenntnisse über das Universum und die Entstehung des Lebens zu gewinnen, damit den menschlichen Horizont zu erweitern, neue Planeten zu erreichen sowie schließlich den Weltraum zu kolonisieren und ihn für jedermann erreichbar zu machen.

Schon seit meiner Kindheit hege ich eine Faszination für alle Themen, die mit Raketen, Raumfahrt, dem Weltraum und unserem Sonnensystem zusammenhängen. Dieses Interesse zeigte sich schon früh beim Bau von Lego-Raumschiffen, bei der Literatur von Science-Fiction Geschichten und meiner Liebe zu Science-Fiction Filmen. Im Laufe meiner Schul- und Studienzeit wurde mir somit schnell klar, dass ich später einmal im Bereich der Raumfahrt tätig werden möchte. Als sich durch das Zutun von Prof. Sigmar Wittig schließlich die Gelegenheit ergab, beim Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) am Standort in Lampoldshausen meine Diplomarbeit zu verfassen, ergriff ich diese Chance gerne. Die

Forschungs- und Entwicklungsarbeiten an Raketenantrieben faszinierte mich sehr und so blieb ich nach Abschluss der Diplomarbeit beim DLR.

Die vorliegende Arbeit entstand beim DLR während meiner Tätigkeit als Prüfstands- bzw. Gruppenleiter des Prüfstandes M11 sowie im Rahmen des Strategie bzw. Querschnittsprojektes Future Fuels.

### **Besonderer Dank für die Unterstützung während der Erstellung dieser Arbeit geht an:**

An die Professoren Prof. Dr.-Ing. Stefan Schlechtriem und Prof. Dr. rer. nat. Uwe Riedel, die die Betreuung und Begutachtung der Arbeit übernahmen.

Die Kollegen vom M11 Team: Jan Buddenberg, Hagen Friedrich, Ingo Dörr, Marius Wilhelm und Chiara Erdmann. Durch die Unterstützung des M11 Teams war es mir immer wieder möglich, Zeiträume für die experimentelle Arbeit sowie zur Datenanalyse zu schaffen.

Die zahlreichen Studenten, die ich im Laufe der Arbeit betreute und die alle einen Beitrag zum Verständnis des  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Treibstoffs sowie zur Bewertung von Flammensperren leisteten. In chronologischer Reihenfolge: Adrian Baral, Benjamin Hochheimer, Nikolaos Perakis, Steffen Müller, Andreas Hauk, Konstantin Manassis, Felix Lauck, Matthias Haßler, Patrick Bätz, Daniel Grimmeisen, Yannick Jooß sowie Till Hörger.

Weiterhin gebührt allen „Reviewern“ dieser Arbeit für ihre Anmerkungen und guten Hinweise mein größter Dank: Dominic Freudenmann, Andreas Gernoth, Felix Lauck, Torsten Methling, Michele Negri, Nikolaos Perakis, Ralf Stark, Helga und Werner Klotz, meiner Frau Christine sowie meinem Vater.

Bedanken möchte ich mich auch bei den Kollegen der Abteilung Treibstoffe bzw. Satelliten- und Orbitalantriebe und Chemische Treibstofftechnologie des DLR in Lampoldshausen: Bei Nicole Röcke für die Analysen der Treibstoffzusammensetzung, bei Friedolin Strauss für die interessanten Informationen zur gesamten Geschichte der Raumfahrt, bei Christian Hendrich für die zahlreichen, interessanten Diskussionen, bei Michele Negri für den ein oder anderen guten Tipp zum Verfassen der Arbeit, beim „dunklen Lord“ Christoph Kirchberger für die Tipps und Hinweise zum Erstellen der Arbeit sowie bei Helmut Ciezki für die Anmerkungen während des Entstehungsprozesses dieser Arbeit.

Weiterhin gilt mein Dank den Kollegen vom Institut für Verbrennungstechnik des DLR: Torsten Methling, Clemens Naumann und Elke Goos für den ein oder anderen tiefergehenden Einblick in die Welt der Reaktionskinetik und -mechanismen.

Dank geht ebenfalls an:

Die Star Wars Filme und Perry Rhodan Bücher, die meine Leidenschaft für die Raumfahrt bereits während meiner Kindheit entfachten. Dabei natürlich auch an die helle Seite der Macht.

Die Programmierer von Kerbal Space Program, die dafür sorgten, dass sich die Fertigstel-

lung dieser Doktorarbeit um etliche Wochen verzögerte, mir dafür aber Einblick in das Thema „Bahnmechanik“ ermöglichten.

Scott Manley für seine lehrreichen, interessanten und gut recherchierten Videos über Raumfahrt.

Zum Schluss gebührt der absolut größte Dank meiner Frau Christine Werling:

Zu Beginn des Schreibprozesses motivierte sie mich dazu, die Versuche endlich abzuschließen und mit dem Verfassen dieser Dissertation anzufangen. Während der zahllosen Stunden die folgten und die ich zu Hause am Schreibtisch verbrachte, unterstütze sie mich stets, hatte größtes Verständnis und motivierte mich immer wieder dazu weiterzumachen (und manchmal auch dazu Pausen zu machen). In den zwei Jahren des Schreibens hatte sie weiterhin größtes Verständnis dafür, dass ich beinahe jeden Urlaub am Schreibtisch verbracht habe. Unendlich vielen Dank für deine Unterstützung!



# Inhaltsverzeichnis

<b>Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>XXI</b>
<b>Lateinische Symbole</b>	<b>XXIII</b>
<b>Griechische Symbole</b>	<b>XXXI</b>
<b>Kurzfassung</b>	<b>XXXV</b>
<b>Abstract</b>	<b>XXXVII</b>
<b>1. Hintergründe und Motivation</b>	<b>1</b>
1.1. Neue Entwicklungen im Bereich der Satellitentreibstoffe . . . . .	3
1.2. Grüne Treibstoffe (engl. Green Propellants) als Hydrazinersatz . . . . .	4
1.3. Arbeiten des Instituts für Raumfahrtantriebe an Lachgas/Kohlenwasser- stoff-Mischungen . . . . .	8
1.4. Ziele dieser Arbeit . . . . .	11
1.5. Struktur und Gliederung der Arbeit . . . . .	12
<b>2. Grundlagen und Theorie</b>	<b>15</b>
2.1. Flammenausbreitung in Rohren und geschlossenen Volumina . . . . .	15
2.1.1. Laminare, vorgemischte Flammen . . . . .	20
2.1.2. Instabilitäten der laminaren Flamme . . . . .	27
2.1.3. Turbulente, vorgemischte Flammen . . . . .	32
2.1.4. Der Übergang von der Deflagration zu Detonation (engl. Deflagration- to-detonation transition, DDT) und Detonationen . . . . .	38
2.2. Flammenrückschlag, Flammenlöschen (engl. flame quenching) und Sicher- heitstechnik . . . . .	44
2.2.1. Mechanismen des Flammenrückschlags . . . . .	44
2.2.2. Mechanismen des Flammenlöschens (engl. flame quenching) durch eine kalte Wand . . . . .	46
2.2.3. Eingesetztes Reaktionsmodell zur Berechnung der Flammengrößen des $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemischs . . . . .	53
2.2.4. Sicherheitstechnik und Flammensperren . . . . .	54
2.3. Strömung durch poröse Materialien und Kapillaren . . . . .	63
2.3.1. Poröse Materialien . . . . .	63

2.3.2. Kapillaren . . . . .	67
<b>3. Experimenteller Aufbau der Zündmessstrecke und Versuchsdurchführung</b>	<b>69</b>
3.1. Fluidsystem und Prüfstands Aufbau . . . . .	70
3.2. Zündmessstrecke/Versuchskammern . . . . .	72
3.2.1. Sensoren, Messtechnik und Datenerfassung . . . . .	74
3.3. Prüflinge: Kapillaren und poröse Materialien als Flammensperren . . . . .	76
3.3.1. Kapillaren in 0,1 mm bis 0,5 mm Durchmesser aus Edelstahl (AISI 316, 1.4401) . . . . .	77
3.3.2. Glaskapillaren aus Borosilicatglas 3.3 mit 0,5 mm Durchmesser . . . . .	80
3.3.3. Poröse Materialien aus Sinterbronze und gesintertem Edelstahlpulver . . . . .	81
3.4. Versuchsvorbereitung, Gemischherstellung und Versuchsdurchführung . . . . .	84
3.4.1. Versuchsvorbereitung . . . . .	84
3.4.2. Versuchsdurchführung . . . . .	85
<b>4. Ergebnisse und Diskussion der Flammenausbreitungs- und Flammensperrenexperimente</b>	<b>87</b>
4.1. Flammenausbreitungsprozesse und -geschwindigkeiten . . . . .	88
4.1.1. Flammenausbreitung nach der Zündung . . . . .	89
4.1.2. Flammenausbreitung nach dem Durchschlag durch die Flammensperre . . . . .	100
4.1.3. Zusammenfassung der Flammenausbreitungsprozesse und -geschwindigkeiten . . . . .	114
4.2. Druck und Temperaturverläufe während der Versuche . . . . .	117
4.2.1. Druck- und Temperaturverläufe ohne eine Wiederzündung nach dem Flammendurchschlag . . . . .	118
4.2.2. Druck- und Temperaturverläufe bei einem Flammendurchschlag mit Wiederzündung . . . . .	120
4.2.3. Zusammenfassung der Druck- und Temperaturverläufe während der Versuche . . . . .	122
4.3. Flammensperren-Versuche: Test und Vergleich von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren . . . . .	123
4.3.1. Allgemeine Einflussfaktoren auf das Flammenlöschen . . . . .	124
4.3.2. Tests mit Kapillaren aus Edelstahl (1.4401) als Flammensperre . . . . .	126
4.3.3. Tests mit Kapillaren aus Borosilicatglas (3.3) - Vorgänge beim Flammendurchschlag . . . . .	146
4.3.4. Tests mit porösen Materialien aus gesinterter Bronze und Edelstahl . . . . .	152
4.3.5. Vergleich der Flammensperren-Versuche: Kapillaren und poröse Materialien . . . . .	162
4.3.6. Zusammenfassung der Flammensperren-Versuche . . . . .	170

<b>5. Anwendung der Flammensperren für <math>\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4</math>-Treibstoffe in einer Raketenbrennkammer</b>	<b>179</b>
5.1. Versuchsbrennkammer und Unterschiede zu den Flammensperrenexperimenten in der Zündmessstrecke . . . . .	180
5.2. Einsatz der porösen Flammensperren im Versuchstriebwerk . . . . .	185
5.3. Zusammenfassung der Flammensperrenversuche im Experimentaltriebwerk	191
<b>6. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>193</b>
6.1. Zusammenfassung der Flammenausbreitungs- und Flammensperrenexperimente . . . . .	194
6.1.1. Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten nach der Zündung und dem Flammendurchschlag . . . . .	195
6.1.2. Flammensperrenexperimente mit Kapillaren als Flammensperren . .	195
6.1.3. Flammensperrenexperimente mit porösen Materialien als Flammensperren . . . . .	198
6.2. Einsatz von porösen Flammensperren im Versuchstriebwerk . . . . .	200
6.3. Ausblick . . . . .	202
<b>Literatur- und Quellenverzeichnis</b>	<b>205</b>
<b>A. Ergänzungen: Hintergründe und Motivation</b>	<b>239</b>
A.1. Übersicht der Hydrazin-Alternativen . . . . .	239
<b>B. Ergänzungen: Grundlagen</b>	<b>241</b>
B.1. Eigenschaften der Treibstoffbestandteile $\text{N}_2\text{O}$ (Distickstoffmonoxid / „Lachgas“) und $\text{C}_2\text{H}_4$ (Ethen) . . . . .	241
B.1.1. Distickstoffmonoxid ( $\text{N}_2\text{O}$ ) „Lachgas“ . . . . .	241
B.1.2. Ethen ( $\text{C}_2\text{H}_4$ ) . . . . .	244
<b>C. Einfluss der Geometrie auf die kritische Péclet-Zahl</b>	<b>249</b>
<b>D. Ergänzungen: Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung</b>	<b>253</b>
D.1. Abgleich und Messfehler der Sensoren . . . . .	253
D.2. Detaillierter Ablauf der Zündversuche . . . . .	256
D.2.1. Versuchsvorbereitung . . . . .	256
D.2.2. Versuchsdurchführung . . . . .	260
<b>E. Voruntersuchungen: Laminare Flammengeschwindigkeiten und Löschdurchmesser</b>	<b>263</b>
E.1. Laminare Flammengeschwindigkeit von $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ . . . . .	263
E.1.1. Einfluss des Mischungsverhältnisses auf die Flammengeschwindigkeit	264
E.1.2. Einfluss von Druck und Temperatur auf die Flammengeschwindigkeit	266



## Inhaltsverzeichnis

E.2. Einflussfaktoren auf die Flammendicke $\delta_{f,d}$ und berechnete Löschdurchmesser $d_q$ . . . . .	269
E.2.1. Einfluss des Mischungsverhältnisses . . . . .	270
E.2.2. Einfluss von Temperatur und Druck . . . . .	271
<b>F. Ergänzungen: Weitere Ergebnisse der Triebwerksversuche - Kurzübersicht</b>	<b>277</b>
F.1. Einflussfaktoren auf die charakteristische Austrittsgeschwindigkeit $c^*$ . . .	277
F.2. Erprobung verschiedener Zündmethoden . . . . .	278
F.3. Analyse der Wärmelasten und Regenerativkühlung . . . . .	279
F.4. Versuche mit verflüssigtem $N_2O/C_2H_4$ -Treibstoffgemisch . . . . .	280
<b>G. Aufnahmen der Zündmessstrecke und der Prüflinge</b>	<b>283</b>
<b>H. Aufnahmen der Heißläufe des Versuchstriebwerks</b>	<b>287</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1.	Betankung des Satelliten KazEOSat 1 mit Hydrazin [20]	3
1.2.	Phasendiagramm des stöchiometrischen $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ Gemischs, berechnet anhand der Stoffdaten aus Refprop [110]	9
1.3.	Testlauf der HyNOx-Brennkammer beim DLR in Lampoldshausen	10
2.1.	Mögliche Verbrennungsregime einer vorgemischten Flamme in Rohren (nach [114, 115])	16
2.2.	Die verschiedenen Phasen der laminaren Flammenausbreitung in einem zylindrischen Kanal. Dargestellt sind die horizontalen und vertikalen Koordinaten des Kanals sowie die Temperaturen im jeweiligen Bereich. Die Farbskala beschreibt die Temperatur von blau (kalt) bis rot (heiß). Abbildung entnommen aus [120]	19
2.3.	Flamme des DLR-VT Hochdruckbrenners zur Bestimmung der laminaren Flammengeschwindigkeit [129]	20
2.4.	Schematischer Verlaufe der Stoffgrößen und Spezies über eine laminare, eindimensionale und stationäre Flamme nach [130–133]	21
2.5.	Bestimmung der thermischen Flammendicke $\delta_{f,t}$ einer laminaren Flamme nach [135, 136]	24
2.6.	Hydrodynamische/Darrieus-Landau Instabilitäten einer Flammenfront)	28
2.7.	Einfluss der thermisch-diffusiven Instabilität	30
2.8.	Zerlegung der $u$ -Komponente der Strömungsgeschwindigkeit in $\bar{u}$ und $u'$ (aus [152])	33
2.9.	Flammenfaltung aufgrund von Turbulenz und Erhöhung der Flammenoberfläche nach Damköhler	34
2.10.	Abhängigkeit der turbulenten Flammengeschwindigkeit ( $S_T$ ) vom quadratischen Mittelwert der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen ( $u'_{rms}$ ) für $\text{C}_3\text{H}_6$ -Luft-Gemische mit verschiedenen Mischungsverhältnissen $\Phi$ . Nach [162]	36
2.11.	Abhängigkeit der turbulenten Flammengeschwindigkeit $S_T$ von der turbulenten Geschwindigkeitsschwankung $u'_{rms}$ , bezogen auf die laminare Flammengeschwindigkeit $S_L$ für magere ( $\Phi = 0,9$ ) $\text{CH}_4$ -Luft Gemische) [142, 169])	37

2.12. Schematische Darstellung einer lokalen Explosion (1, oben), die Transversalwellen erzeugt (2, unten). Die Transversalwellen verstärken den vorauslaufenden Stoß und sorgen für die Bildung zusätzlicher Retonationswellen, die die turbulente Flamme beeinflussen (aus [137]) . . . . .	40
2.13. Schlierenaufnahmen und korrespondierende Fotos der beruhten Folien einer $H_2+O_2$ Detonation. Das Wasserstoff/Sauerstoff-Gemisch wurde hierbei mit 17 Teilen Argon verdünnt. Gut sichtbar ist die charakteristisch Breite $\lambda_D$ einer Detonationszelle (aus [178, 179]) . . . . .	43
2.14. Schematische Darstellung der Flammenausbreitung innerhalb eines zylindrischen Rohres mit dem Durchmesser $d_q$ . . . . .	47
2.15. Aufbau einer konventionellen Flammensperre aus verschiedenen Lagen geriffelter Bänder [207] . . . . .	55
2.16. Verschiedene, natürliche poröse Materialien. A) Sand, B) Sandstein, C) Kalkstein, D) Roggenbrot, E) Holz, F) Menschliche Lunge (Bild aus [244]) . . . . .	64
3.1. Fluidplan des Prüfstandes mit den beiden Versuchskammern/der Zündmessstrecke . . . . .	70
3.2. Schnittdarstellung der Versuchskammern/der Zündmessstrecke mit Sensoren, verbauten Zündkerzen und Flammensperre (hier Kapillaren) . . . . .	72
3.3. Querschnitt der Zündkammer mit Zündkerze, den Glasscheiben, der Aufnahme der Hochgeschwindigkeitsvideos und eingesetzter Flammensperre (hier Kapillaren) . . . . .	74
3.4. Foto der am Prüfstand verbauten Zündmessstrecke . . . . .	75
3.5. Mikroskopaufnahmen der verwendeten Kapillaren mit Bohrungsdurchmessern von 0,1 bis 0,5 mm . . . . .	78
3.6. Kapillarträger, Kapillaren in Kapillarträger verbaut und der Prüflingshalter . . . . .	80
3.7. Makroskopische und mikroskopische Aufnahme der verwendeten, unbearbeiteten Sintermetalle, Durchmesser 12,45 mm und Länge 21 mm . . . . .	83
3.8. Die Zündmessstrecke mit eingesetzten porösen Materialien in 7, 10,5 und 21 mm Länge. Der Abstand $l_{PZK}$ beträgt jeweils 83,5 mm . . . . .	84
4.1. Zündmessstrecke mit verbauter, poröser Flammensperre in 21 mm Länge. Orange Markierung kennzeichnet den beobachtbaren Bereich in der Zündkammer, grüne Markierung den optisch zugänglichen Bereich der Sekundärkammer. . . . .	89
4.2. Typische Flammenausbreitung in der Sekundärkammer, Zünddruck 1,31 bar, Zündtemperatur 280,75 K, $\Phi=1$ , zeitlicher Abstand der Bilder jeweils 0,1 ms, verbaute Flammensperre SIKa R150 . . . . .	90
4.3. Wahrscheinliches Flammenlöschen an den seitlich Scheiben während der Flammenausbreitung. Zunehmender, schwarzer Bereich grau markiert. Zünddruck 0,31 bar, Zündtemperatur 283,95 K, $\Phi = 1$ , Farbbild in schwarz-weiß Bild konvertiert . . . . .	91

4.4. Dämpfen der Instabilitäten und Glättung der Flammenfront im weiteren Verlauf der Flammenausbreitung . . . . .	92
4.5. Verlauf der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit in der Sekundärkammer, gemessen zwischen der Zündkerze und dem Ende des einsehbaren Bereichs, Zünddruck 1,31 bar, Zündtemperatur 280,75 K, $\Phi = 1$ . . . . .	94
4.6. Mittlere Flammenausbreitungsgeschwindigkeit in der Sekundärkammer in Abhängigkeit vom Zünddruck, Zündtemperatur 279,65 K - 288,35 K, $\Phi = 1 - 1,1$ . . . . .	95
4.7. Einfluss des Zünddrucks auf die laminare Flammengeschwindigkeit, das Dichteverhältnis und die theoretische Flammenausbreitungsgeschwindigkeit, ausgewertet für eine Temperatur von 280 K und $\Phi = 1$ . . . . .	98
4.8. Form der Flammenfront bei niedrigem Zünddruck und auftretende Instabilitäten bei höheren Zünddrücken . . . . .	100
4.9. Verlauf der Flammenausbreitung bei einem direkten Flammendurchschlag durch die Flammensperre, Zünddruck 2,065 bar, Zündtemperatur 285,4 K, $\Phi = 1$ , Abstand der Bilder 1-8 jeweils 0,2 ms, Bilder 9-16 jeweils 0,0416 ms . . . . .	101
4.10. Durchschlag der Flamme durch die Flammensperre und anschließendes Verlöschen, Zünddruck 0,48 bar, Zündtemperatur 287,2 K, $\Phi = 1$ , Flammensperre SIKA B 150 in 21 mm Länge, Abstand der Aufnahmen 0,0083 ms . . . . .	103
4.11. Durchschlag der Flamme durch die Flammensperre, Verzögerung und anschließendes Zünden des Frischgemischs, Zünddruck 0,41 bar, Zündtemperatur 282,6 K, $\Phi = 1$ , Flammensperre SIKA B 150 in 7 mm Länge, Abstand der Aufnahmen 0,075 ms . . . . .	104
4.12. Vier verschiedene Ergebnisse der Wechselwirkung von Flamme und Flammensperre . . . . .	105
4.13. Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten in der Zündkammer nach dem Durchschlag durch die porösen Materialien von der Sekundär- in die Zündkammer in Abhängigkeit vom Zünddruck, Materialart und -länge . . . . .	106
4.14. Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten nach dem Durchschlag durch das poröse Material in Abhängigkeit vom berechneten Druckverlust für eine Anströmgeschwindigkeit von 35 m/s . . . . .	108
4.15. Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten in der Zündkammer nach dem Durchschlag durch das poröse Material SIKA B 80 in 10,5 mm Länge in Abhängigkeit vom Zünddruck . . . . .	109
4.16. Verzögerung, bis sich die durchgeschlagene Flamme erneut ausbreitet in Abhängigkeit vom Zünddruck, aufgetragen für die verwendeten porösen Materialien mit unterschiedlichen Längen . . . . .	110
4.17. Flammenausbreitung bei einem Durchschlag von der Zünd- in die Sekundärkammer, Zünddruck 1,16 bar, Zündtemperatur 287,45 K, $\Phi = 1,1$ , Flammensperre SIKA B 100 in 10,5 mm; Aufnahmen 1-6 zeitlicher Abstand zwischen Bilder jeweils 0,1 ms, zeitlicher Abstand zwischen Bilder 6-9 jeweils 0,008333 ms . . . . .	112

4.18. Flammenausbreitungsgeschwindigkeit nach einem Durchschlag von Zünd- in Sekundärkammer in Abhängigkeit des Zünddrucks aufgetragen für verschiedene Materialien und -längen . . . . .	113
4.19. Druckverlauf in Zünd- und Sekundärkammer bei Zündung in der Sekundärkammer. Kein Flammendurchschlag, Zünddruck 0,925 bar, Zündtemperatur 284 K, $\Phi=1$ . . . . .	118
4.20. Temperaturverlauf in Zünd- und Sekundärkammer bei Zündung in der Sekundärkammer. Kein Flammendurchschlag, Zünddruck 0,925 bar, Zündtemperatur 284 K, $\Phi=1$ . . . . .	119
4.21. Druckverlauf in Zünd- und Sekundärkammer bei Zündung in der Sekundärkammer. Flammendurchschlag, Zünddruck 2,205 bar, Zündtemperatur 286 K, $\Phi=1$ . . . . .	120
4.22. Temperaturverlauf in Zünd- und Sekundärkammer bei Zündung in der Sekundärkammer. Flammendurchschlag, Zünddruck 2,205 bar, Zündtemperatur 286 K, $\Phi=1$ . . . . .	121
4.23. Mögliche und in dieser Arbeit untersuchte Einflussfaktoren auf die Fähigkeit einer Flammensperre die Flamme zu löschen . . . . .	125
4.24. Flammendurchschlag durch alle Kapillaren, Zünddruck 1,24 bar; Zündtemperatur 278,55 K; $\Phi = 1$ ; Kapillardurchmesser 0,4 mm; Eintrittsposition um jeweils 5 mm versetzt . . . . .	128
4.25. Niedrigste Zünddrücke bei denen ein Durchschlag auftritt bzw. höchste Zünddrücke bei denen kein Durchschlag auftritt; Durchmesser der Kapillaren 0,3 mm, Konfiguration 3 . . . . .	129
4.26. Niedrigste Péclet-Zahlen bei denen ein Durchschlag auftritt bzw. höchste Péclet-Zahlen bei denen kein Durchschlag auftritt, bezogen auf den Zünddruck und die Zündtemperatur; 0,3 mm durchmessende Kapillare in Konfiguration 3 . . . . .	131
4.27. Niedrigste Péclet-Zahlen bei denen ein Durchschlag auftritt bzw. höchste Péclet-Zahlen bei denen kein Durchschlag auftritt, bezogen auf den Eintrittsdruck und die Eintrittstemperatur; 0,3 mm durchmessende Kapillare in Konfiguration 3 . . . . .	132
4.28. Niedrigste Péclet-Zahlen, bei denen ein Durchschlag auftritt bzw. höchste Péclet-Zahlen, bei denen kein Durchschlag auftritt, für alle eingesetzten Kapillardurchmesser 0,1 - 0,5 mm; Konfiguration 3 . . . . .	134
4.29. Flammenausbreitung und Flammendurchschlag, für Kapillaren in 0,3 mm Durchmesser und Längen von 60, 80, 100 und 120 mm, Austritt aus Kapillare mit 100 und 120 mm Länge, Zünddruck 0,94 bar, Zündtemperatur 284,1 K, $\Phi=1$ , Konfiguration 2 . . . . .	137
4.30. Niedrigste Péclet-Zahlen bei denen ein Durchschlag auftritt bzw. höchste Péclet-Zahlen bei denen kein Durchschlag auftritt, für Kapillaren in 0,3 mm Durchmesser und Längen von 60, 80, 100 und 120 mm, Konfiguration 2 . . . . .	138

4.31. Aufnahmen der Flammenausbreitung in der Zündkammer, des Flammendurchschlags sowie der Entzündung des Frischgemischs in der Sekundärkammer, Kapillardurchmesser 0,5 mm, Kapillarlänge 80 mm, Zünddruck 1 bar, Zündtemperatur 278,65 K, $\Phi=1$ , . . . . .	142
4.32. Resultierende Péclet-Zahlen für Konfiguration 1 (vier Kapillaren am Austritt) und Konfiguration 3 (eine Kapillaren am Austritt), 0,5 mm durchmessende Kapillaren in 80 mm Länge . . . . .	143
4.33. Resultierende mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit in den Edelstahlkapillaren in Abhängigkeit vom Druckverhältnis Eintrittsdruck zu Zünddruck, Kapillaren mit verschiedenen Durchmessern in Konfiguration 3 . . . . .	145
4.34. Ausbreitung der Flamme bzw. der Detonation in den Glaskapillaren 1, 2 und 4. Kapillare 3 wurde bei der Montage beschädigt. Zünddruck 1,015 bar, Zündtemperatur 283,65 K, $\Phi=1$ , Kapillardurchmesser 0,5 mm . . . . .	147
4.35. Flammeneintritt und Flammenausbreitung der Flamme direkt nach dem Eintritt in die Glaskapillaren. Zünddruck 0,545 bar, Zündtemperatur 285,75 K, $\Phi=1$ , Kapillardurchmesser 0,5 mm . . . . .	148
4.36. Mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme innerhalb der Glaskapillaren in Abhängigkeit vom Druckverhältnis Eintrittsdruck zu Zünddruck, Glaskapillaren in Konfiguration 3 mit 0,5 mm Durchmesser und 100 mm Länge . . . . .	150
4.37. Vergleich der kleinsten Péclet-Zahl, die bei einem Durchschlag gemessen wurde und der größten Péclet-Zahl, die ohne Durchschlag auftrat, Glas- und Edelstahlkapillaren in 0,5 mm Durchmesser, Länge Glaskapillare 100 mm, Länge Edelstahlkapillare 80 mm . . . . .	151
4.38. Auf Zünddruck bezogene Péclet-Zahlen der eingesetzt SIKA R und SIKA B Materialien aus Tabelle 3.5. Ermittelte Porendurchmesser $d_p$ nach DIN 4003 [252]. . . . .	154
4.39. Auf Zünddruck bezogene größte Péclet-Zahlen bei denen kein Durchschlag auftrat in Abhängigkeit von der Materiallänge. Alle getesteten SIKA R und SIKA B Materialien . . . . .	155
4.40. Größte Péclet-Zahlen ohne Durchschlag und kleinste Péclet-Zahlen mit Durchschlag geteilt durch den Porendurchmesser $Pe/d_p$ . Aufgetragen über dem mittels Forchheimer-Gleichung berechneten Druckverlust für $v_D = 1\text{m/s}$ , bezogen auf Zünddruck und -temperatur . . . . .	157
4.41. Berechnete Explosionsdrücke und Druckverluste der porösen Materialien, Stoffdaten anhand der Zündtemperaturen und der Zünddrücke ermittelt. Druckverluste für $v_D = 1\text{m/s}$ berechnet. . . . .	159
4.42. Schematische Darstellung des Druckverlaufs über das poröse Material hinweg bei Zündung in der ersten Kammer. Dargestellt ist der Druckverlauf im Moment des Flammeneintritts in das poröse Material. . . . .	161
4.43. Gegenüberstellung der Druckverluste in den Kapillaren und porösen Materialien bei identischer Geschwindigkeit in den Poren und Kapillaren, Dichte des Gemischs bei 5 bar, 20°C und $\Phi=1$ ermittelt . . . . .	166

## Abbildungsverzeichnis

4.44. Gegenüberstellung der Druckverluste in den Kapillaren und porösen Materialien bei identischer Geschwindigkeit in den Poren und Kapillaren, Dichte des Gemischs bei 5 bar, 20°C und $\Phi=1$ ermittelt . . . . .	167
4.45. Gegenüberstellung der Druckverluste in den Kapillaren und porösen Materialien bei Reynoldszahl=1000 in den Poren und Kapillaren . . . . .	168
5.1. Schnittzeichnung der eingesetzten Versuchsbrennkammer für das $N_2O/C_2H_4$ -Gemisch mit Regenerativkühlung . . . . .	181
5.2. Exemplarische Druckverläufe innerhalb der Zündmessstrecke und des Experimentaltriebwerks . . . . .	182
5.3. Anhand der Zuleitungsbedingungen (Druck, Temperatur) berechnete Druckverluste und Explosionsdrücke für Flammendurchschlag und keinen Flammendurchschlag im Triebwerk, $v_D=1$ m/s . . . . .	186
5.4. Anhand der Zuleitungsbedingungen (Druck, Temperatur) berechnete Druckverluste pro Länge des porösen Materials sowie Explosionsdrücke für Flammendurchschlag und keinen Flammendurchschlag im Triebwerk . . . . .	187
5.5. Explosionsdrücke mit und ohne Flammendurchschlag für die Brennkammerversuche aufgetragen über die äquivalenten Porendurchmesser der eingesetzten porösen Materialien . . . . .	189
B.1. Phasendiagramm Distickstoffmonoxid $N_2O$ , Stoffdaten aus Refprop [110] .	243
B.2. Phasendiagramm Ethen $C_2H_4$ , Stoffdaten aus Refprop [110] . . . . .	245
C.1. Flammenlöschen bei senkrechtem Auftreffen auf eine Wand, Löscharstand $l_q$	249
C.2. Flammenlöschen bei wandparalleler Ausbreitung der Flammenfront, Löscharstand $l_q$ . . . . .	250
C.3. Flammenlöschen zwischen parallelen Platten, Löscharstand $l_q$ . . . . .	250
D.1. Absolute und relative Abweichungen der eingesetzten Drucksensoren . . . .	254
D.2. Absolute und relative Abweichungen der eingesetzten Thermoelemente . .	255
D.3. Ablaufdiagramm der Versuchsvorbereitung . . . . .	257
D.4. Ablaufdiagramm der Gemischherstellung . . . . .	258
D.5. Ablaufdiagramm der Versuchsdurchführung . . . . .	261
E.1. Die laminare Flammengeschwindigkeit $S_L$ und die Flammentemperatur $T_b$ in Abhängigkeit des Mischungsverhältnisses ROF, berechnet jeweils für 3 Temperaturen und 4 Drücke . . . . .	264
E.2. Die laminare Flammengeschwindigkeit $S_L$ in Abhängigkeit von Temperatur und Druck, berechnet jeweils für 3 Mischungsverhältnisse und 3 Temperaturen bzw. 4 Drücke . . . . .	267
E.3. Die laminare Flammengeschwindigkeit $S_L$ in Abhängigkeit von Temperatur und Druck, berechnet für ROF=9,4 . . . . .	268
E.4. $S_L$ in Abhängigkeit von der Dichte des Frischgemischs $\rho_u$ . . . . .	269

E.5.	Die Temperaturleitfähigkeit $\alpha_u$ und der Löschdurchmesser $d_q = Pe_{krit} \cdot \frac{\alpha_u}{S_L}$ in Abhängigkeit vom Mischungsverhältnis, $Pe_{krit} = 65$ . . . . .	270
E.6.	Die Temperaturleitfähigkeit $\alpha_u$ und der Löschdurchmesser $d_q = Pe_{krit} \cdot \frac{\alpha_u}{S_L}$ in Abhängigkeit von der Temperatur, $Pe_{krit} = 65$ . . . . .	271
E.7.	Die Temperaturleitfähigkeit $\alpha_u$ und der Löschdurchmesser $d_q = Pe_{krit} \cdot \frac{\alpha_u}{S_L}$ in Abhängigkeit vom Druck des Gemischs, $Pe_{krit} = 65$ . . . . .	272
E.8.	Löschdurchmesser $d_q$ in Abhängigkeit von Druck und Temperatur des Frisch- gemischs . . . . .	273
E.9.	Die Temperaturleitfähigkeit $\alpha_u$ und der Löschdurchmesser $d_q = Pe_{krit} \cdot \frac{\alpha_u}{S_L}$ in Abhängigkeit von der Dichte des Gemischs, $Pe_{krit} = 65$ . . . . .	274
E.10.	Löschdurchmesser $d_q$ in Abhängigkeit von der Dichte für alle verwendeten Drücke und Temperaturen des Frischgemischs . . . . .	275
G.1.	Zündmessstrecke im ausgebauten Zustand auf einer Halterung befestigt . .	283
G.2.	Zündmessstrecke in Versuchskonfiguration im Prüfstand verbaut . . . . .	284
G.3.	Kapillärträger mit Schrumpfschlauch und 0,5 mm Borosilicat-Glaskapillaren, verbaut in Konfiguration 3 . . . . .	284
G.4.	Die Edelstahlkapillaren in Konfiguration 2 und 3 . . . . .	285
G.5.	Poröses SIKA B 100 Material im Prüflingshalter . . . . .	286
G.6.	Poröses SIKA B 100 Material umgeben mit Schrumpfschlauch . . . . .	286
H.1.	Genutzter Versuchscontainer am M11.5 des DLR in Lampoldshausen . . .	287
H.2.	Heißlauf der HyNOx-Brennkammer . . . . .	288
H.3.	Flammenrückschlag und Brand in der Zuleitung der HyNOx-Brennkammer	288
H.4.	Heißlauf der regenerativ gekühlten Brennkammer mit glühender Düse . . .	289
H.5.	Abgasstrahl der HyNOx-Brennkammer . . . . .	289





# Tabellenverzeichnis

2.1.	Verhältnis der Stoffdaten und Strömungsmechanischen Größen des verbrannten und unverbrannten Gases bei einer Deflagration und einer Detonation (aus [176]) . . . . .	39
2.2.	Sicherheitstechnische Kenngrößen einer stöchiometrischen Mischung aus $N_2O$ und $C_2H_4$ ( $\Phi = 1$ , $ROF = 9,41$ ) bei $20^\circ C$ und 1 bar . . . . .	63
3.1.	Eingesetzte Sensoren im Fluidsystem des Prüfstands, die Sensoren der Zündmessstrecke finden sich in Tabelle 3.2. . . . .	71
3.2.	An der Zündmessstrecke verbaute Sensoren und verwendete Hochgeschwindigkeitskameras . . . . .	76
3.3.	Getestete Kapillarkonfigurationen und Variationen der Parameter Länge, Durchmesser und Abstand zur Zündkerze . . . . .	78
3.4.	Getestete Kapillarkonfiguration mit Borosilicat-Glaskapillaren . . . . .	80
3.5.	Eigenschaften der getesteten porösen Sintermetalle. Die Werte für $d_p$ wurden nach Gleichung 2.75 und den Herstellerangaben [254] berechnet. $\alpha_p$ und $\beta_p$ konnten dem Datenblatt des Herstellers entnommen werden [254]. Die Angaben zur Porosität wurden vom Hersteller auf Anfrage per Email mitgeteilt und anhand der Materialdichte und der Prüflingsgeometrie bestimmt . . . . .	81
4.1.	Kapillaren in Konfiguration 3, Variation des Durchmessers und des Abstandes zur Zündquelle . . . . .	127
4.2.	Kapillaren in Konfiguration 2, Variation der Kapillarlänge . . . . .	136
4.3.	Getestete Kapillarkonfigurationen und Variationen der Parameter Durchmesser und Abstand zur Zündquelle . . . . .	141
4.4.	Kleinste und größte Péclet-Zahlen für die getesteten Kapillardurchmesser . . . . .	171
4.5.	Kleinste und größte Peclet-Zahlen für die 0,5 mm durchmessenden Glas- und Edelstahlkapillaren . . . . .	173
5.1.	Eigenschaften der im Versuchstriebwerk eingesetzten porösen Sintermetalle. Werte für $d_p$ nach Gleichung 2.75 und Herstellerangaben [254]. $\alpha_p$ und $\beta_p$ aus Datenblatt des Herstellers [254]. Porosität und Partikelgröße des Rohpulvers wurden vom Hersteller auf Anfrage mitgeteilt, zusätzlich wurde die Porosität anhand der Materialdichte und Prüflingsgeometrie bestimmt. . . . .	184
A.1.	Hydrazin und grüne Treibstoffalternativen im Vergleich . . . . .	240

## Tabellenverzeichnis

B.1. Charakteristische Stoffgrößen von $\text{N}_2\text{O}$ [110, 317] . . . . .	244
B.2. Zündtemperaturen einiger Brennstoff/Luft-Gemische ( $20^\circ\text{C}$ , 1,013 bar) [180] . . . . .	245
B.3. Mindestzündenergie einiger Brennstoff/Oxidator-Gemische ( $20^\circ\text{C}$ , 1,013 bar) entnommen aus [180, 330] . . . . .	246
B.4. Explosionsgrenzen einiger Brennstoff/Oxidator-Gemische ( $20^\circ\text{C}$ , 1,013 bar) entnommen aus [180, 330] . . . . .	246
B.5. Charakteristische Stoffgrößen von $\text{C}_2\text{H}_4$ [110, 317] . . . . .	247

# Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Beschreibung	Seiten
DDT	engl. Deflagration-to-detonation transition, Übergang von der Deflagration zur Detonation	XXXV, XXXVII, 7, 17, 18, 38, 39, 41, 111, 114, 139, 140, 143, 146, 148–150, 174, 195, 198
DGL	Differentialgleichung	67
ECAPS	Ecological Advanced Propulsion Systems, Schwedische Firma die Monopropellant-Triebwerke mit ADN-basierten Treibstoffen produziert	5
ESA	engl. European Space Agency - Europäische Weltraumagentur	7
FLP-106	FOI Liquid Monopropellant 106	5
FOI	Totalförsvarets forskningsinstitut - Schwedische Forschungsinstitut für Verteidigung	5
fps	Frames per second, Bilder pro Sekunde	75, 76
HyNOx	engl. Hydrocarbons mixed with Nitrous Oxide, Kohlenwasserstoffe gemischt mit Lachgas	10, 69, 70, 82, 184
JAXA	engl. Japan Aerospace Exploration Agency - Japanische Weltraumagentur	5

## Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Beschreibung	Seiten
LMP-103S	Liquid Monopropellant 103S der schwedischen Firma ECAPS	4, 5
MMH	Monomethylhydrazin $\text{CH}_6\text{N}_2$	2, 6, 203
NTO	engl. Nitrogen Tetraoxide, Distickstofftetroxid $\text{N}_2\text{O}_4$	2, 6, 203
SCAPE	Self-Contained Atmospheric Protective Ensemble, In sich geschlossene, atmosphärische Schutzkombination	3
SSC	engl. Swedish Space Corporation, Schwedische Raumfahrtgesellschaft	5
TNO	niederl. Nederlandse Organisatie voor Toegepast Natuurwetenschappelijk Onderzoek, Niederländische Organisation für Angewandte Naturwissenschaftliche Forschung	7
TRL	engl. Technology Readiness Revel, Technologiereifegrad	4, 10, 239
UDMH	Unsymmetrisches Dimethylhydrazin $\text{C}_2\text{H}_8\text{N}_2$	2
ZMS	Zündmessstrecke	179

# Lateinische Symbole

Symbol	Beschreibung	Einheit	Seiten
$A$	Fläche	$m^2$	25
$A_f$	Flammenoberfläche	$m^2$	37
$A_m$	Mittlere Flammenfläche	$m^2$	34
$A_p$	Querschnittsfläche des porösen Materials	$m^2$	66
$A_{f,d}$	Oberfläche der Flammenfront	$m^2$	48
$A_{f,w}$	An die Wand grenzende Flammenfläche	$m^2$	47
$C$	Modellkonstante zur Beschreibung der turbulenten Flammengeschwindigkeit	—	35
$C_1$	Anteil der bei der Reaktion frei werdenden Energie, der an die Wand abgegeben werden muss, damit es zum Flammenlöschen kommt der	—	47
$D$	Diffusionskoeffizient	$\frac{m^2}{s}$	24, 29, 30
$D_R$	Durchmesser des Rohres	$m$	67, 68, 139
$E_a$	Aktivierungsenergie	$\frac{J}{mol}$	27
$I$	Turbulenzgrad/Turbulenzintensität	—	33
$I_{sp}$	spezifischer Impuls	s	XXXV, XXXVII, 7, 10, 193, 203
$L$	Länge des porösen Materials oder Rohres	$m$	66, 68, 139
$L^*$	Charakteristische Brennkammerlänge	$m$	179
$L_e$	Zum Flammenlöschen erforderliche Länge der Flammensperre	$m$	56

Symbol	Beschreibung	Einheit	Seiten
$L_p$	Effektiver Passageweg der Flamme durch die Flammensperre	$cm$	56
$Le$	Lewis-Zahl	—	29, 30
$M$	Molare Masse	$\frac{kg}{mol}$	43
$M_b$	Molare Masse des verbrannten Gemischs	$\frac{kg}{mol}$	60, 119, 159, 160, 176
$M_u$	Molare Masse des unverbrannten Gemischs	$\frac{kg}{mol}$	60
$Pe$	Péclet-Zahl, gibt das Verhältnis der advektiven zu den diffusiven Flüsse wieder	—	49, 156, 158, 176, 199
$Pe_{Durschlag}$	Péclet-Zahl bei der es zum Flammendurchschlag kommt	—	49
$Pe_{krit}$	Kritische Péclet-Zahl bei der es gerade zum Flammenlöschen kommt	—	49
$Pe_{loesch}$	Péclet-Zahl bei der Flammenlöschen auftritt	—	49
$R$	Allgemeine Gaskonstante	$\frac{J}{mol \cdot K}$	43
$ROF$	engl. Ratio Oxidizer to Fuel: Mischungsverhältnis, bezogen auf das Verhältnis von Oxidator zu Brennstoff	$m$	6, 62, 127, 165
$R_b$	Spezifische Gaskonstante des verbrannten Gemischs	$\frac{J}{kg \cdot K}$	42
$R_s$	Spezifische Gaskonstante	$\frac{J}{kg \cdot K}$	43, 66
$Re$	Reynolds-Zahl	—	65, 68
$S_F$	Beobachtete Flammenausbreitungsgeschwindigkeit, Summe aus laminarer Flammengeschwindigkeit und Expansionsgeschwindigkeit des heißen, verbrannten Gases	$\frac{m}{s}$	92, 96, 99, 107, 173

Symbol	Beschreibung	Einheit	Seiten
$S_L$	laminare Flammengeschwindigkeit	$\frac{m}{s}$	16, 21–23, 25, 34, 37, 39, 46, 48, 49, 53, 97–99, 102, 105, 124, 132, 156–158, 160
$S_T$	Turbulente Flammengeschwindigkeit	$m$	34, 35, 37, 56, 102, 105
$S_{F,T,theo}$	Theoretische, turbulente Flammenausbreitungsgeschwindigkeit	$\frac{m}{s}$	105
$S_{F,theo,m}$	Mittlere theoretische Flammenausbreitungsgeschwindigkeit	$\frac{m}{s}$	98
$S_{F,theo}$	Theoretische Flammenausbreitungsgeschwindigkeit	$\frac{m}{s}$	22, 97–99
$T$	Temperatur	$K$	43
$T_1$	Temperatur am Eintritt	$K$	67, 68, 139
$T_A$	Ausgangstemperatur	$K$	98
$T_E$	Endtemperatur	$K$	98
$T_b$	Temperatur des verbrannten Gemischs, im adiabaten Fall auch Flammentemperatur	$K$	22, 23, 25–27, 39, 42, 46, 60, 119, 159–161, 176
$T_i$	Zündtemperatur	$K$	22, 25, 46, 47, 63
$T_u$	Temperatur des unverbrannten Gemischs	$K$	21, 23, 25, 26, 39, 46, 49, 50, 60, 124, 160
$T_w$	Wandtemperatur	$K$	46–50
$T_z$	Zündtemperatur, Temperatur die unmittelbar vor der Zündung in den Versuchskammern vorliegt	$K$	97, 171, 175



Symbol	Beschreibung	Einheit	Seiten
$T_{fluid}$	Temperatur des Fluids	$K$	66, 67
$V$	Volumen	$m^3$	60
$V_f$	Volumen der Hohlräume	$m^3$	63
$V_m$	Volumen des Festkörpers	$m^3$	63
$\dot{Q}_{ab,löschen}$	Zum Flammenlöschen erforderliche, abgeführte Wärmemenge	$W$	47
$\dot{Q}_{ab}$	An die Wand abgeführte Wärmeenergie	$W$	46
$\dot{Q}_{reakt}$	Bei der Reaktion frei werdende Wärmeenergie	$W$	46–48
$\dot{m}$	Massenstrom	$\frac{kg}{s}$	25
$\dot{m}_u$	Massenstrom des unverbrannten Gemischs	$\frac{kg}{s}$	48
$\dot{m}_{fluid}$	Massenstrom durch das poröse Material	$\frac{kg}{s}$	66
$\dot{q}_{ab}$	Abgeführter, spezifischer Wandwärmestrom	$\frac{W}{m^2}$	50
$\dot{q}_{reakt}$	Flammenenergie (engl. flame power)	$\frac{W}{m^2}$	50
$\dot{q}_{skal}$	Skalierter, dimensionsloser Wandwärmestrom	$\frac{W}{m^2}$	50
$\vec{v}(x,y,z)$	Vektor der zeitlich gemittelten Strömungsgeschwindigkeit	$\frac{m}{s}$	32
$\bar{u}$	Zeitlich gemittelte Strömungsgeschwindigkeit in x-Richtung	$\frac{m}{s}$	33
$\mathbf{K}$	Tensor zweiter Ordnung, beschreibt die Permeabilität (Durchlässigkeit) des porösen Materials	$m^2$	65
$\vec{v}(x,y,z,t)$	Vektor der momentanen Strömungsgeschwindigkeit	$\frac{m}{s}$	32
$\vec{v}'(x,y,z,t)$	Vektor der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen	$\frac{m}{s}$	32
$a$	Schallgeschwindigkeit	$\frac{m}{s}$	63

Symbol	Beschreibung	Einheit	Seiten
$a_u$	Schallgeschwindigkeit des unverbrannten Gemischs	$\frac{m}{s}$	39
$c_{p,b}$	Spezifische Wärmekapazität des verbrannten Gemischs bei konstantem Druck	$\frac{J}{kg \cdot K}$	25
$c_{p,u}$	Spezifische Wärmekapazität des unverbrannten Gemischs bei konstantem Druck	$\frac{J}{kg \cdot K}$	23, 25, 48, 49, 130, 132, 133, 157
$c_p$	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck	$\frac{J}{kg \cdot K}$	23, 25, 124
$dA_f$	Änderung der Flammenoberfläche	$s$	37
$d_h$	Äquivalenter hydraulischer Durchmesser	$m$	65
$d_k$	Durchmesser der Kapillare	$m$	130, 132, 164, 168
$d_p$	Äquivalenter Porendurchmesser, äquivalente Porengröße	$m$	65, 66, 81, 82, 153, 154, 156, 158, 164, 168, 169, 175, 176, 183, 187–189, 192, 199, 201
$d_q$	Lösch- oder Quenchingdurchmesser	$m$	46–49, 56, 62, 63, 124, 130, 153, 171, 176, 185
$d_s$	Sicherer Durchmesser, bei dem sich eine Detonation nicht mehr ausbreiten kann	$m$	61–63, 140
$dt$	Zeitintervall	$s$	37
$k$	Turbulente kinetische Energie	$\frac{m^2}{s^2}$	33
$k_s$	Absolute Rauheit des Rohres	$mm$	68
$l_q$	Allgemeiner Löschatstand	$m$	50
$l_t$	Größten Längenskala des Strömungsfalles	$m$	33

# *Lateinische Symbole*

Symbol	Beschreibung	Einheit	Seiten
$l_{PZK}$	Abstand der Eintrittsfläche des porösen Materials zur Zündkerze	$m$	84
$m$	Masse	$kg$	43
$m_{nach}$	Masse des verbrannten Gemischs nach der Zündung	$kg$	60
$m_{vor}$	Masse des Frischgemischs vor der Zündung	$kg$	60
$n$	Stoffmenge	$mol$	43
$n_o$	Anzahl an Öffnungen der Flammensperre pro Flächeneinheit	$\frac{1}{m^2}$	57
$n_t$	Exponent zur Beschreibung der turbulenten Flammengeschwindigkeit	—	35
$p$	Druck	$bar$	43, 65, 67, 242
$p_1$	Druck am Eintritt	$bar$	66–68, 139
$p_2$	Druck am Austritt	$bar$	66, 68
$p_A$	Ausgangsdruck	$bar$	98
$p_E$	Enddruck	$bar$	98
$p_b$	Druck des verbrannten Gemischs	$bar$	39, 43, 60
$p_u$	Druck des unverbrannten Gemischs	$bar$	26, 39, 46, 60, 124, 160
$p_z$	Zünddruck, Druck der unmittelbar vor der Zündung in den Versuchskammern vorliegt	$bar$	96–98, 107, 145, 160, 171, 173, 175
$p_0$	Atmosphärischer Druck	$bar$	57
$p_{ein}$	Druck der beim Eintritt der Flamme in den Versuchskammern vorliegt	$bar$	145, 173
$p_{expl}$	Explosionsdruck oder Explosionsüberdruck	$bar$	56, 60, 119, 122, 133, 158–160, 176, 192, 201

Symbol	Beschreibung	Einheit	Seiten
$t_f$	Charakteristisches Zeitmaß einer Flamme/Flammenzeit	$s$	23
$u'_{rms}$	Wurzels des quadratischen Mittelwerts der Geschwindigkeitsfluktuationen	$\frac{m}{s}$	33, 35, 37, 105, 107, 109
$v$	Geschwindigkeit	$\frac{m}{s}$	65
$v_D$	Darcy- oder Anströmgeschwindigkeit des porösen Materials	$\frac{m}{s}$	64, 65, 156, 163–166, 168, 176
$v_b$	Geschwindigkeit des verbrannten Gemischs	$\frac{m}{s}$	22, 39, 92
$v_u$	Geschwindigkeit des unverbrannten Gemischs	$\frac{m}{s}$	21, 39
$v_{CJ}$	Detonations- oder Chapman-Jouget Geschwindigkeit	$\frac{m}{s}$	39, 42, 63
$v_{fluid}$	Strömungsgeschwindigkeit in den Poren des porösen Materials	$\frac{m}{s}$	64, 164–166, 168, 169
$v_{spez,1}$	Spezifisches Volumen am Eintritt	$\frac{m^3}{kg}$	67
$v_{spez}$	Spezifisches Volumen	$\frac{m^3}{kg}$	67
$x$	Strecke	$m$	67
$u'$	Turbulente Geschwindigkeitsschwankung in x-Richtung	$\frac{m}{s}$	33
$u$	Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung	$\frac{m}{s}$	33, 67



# Griechische Symbole

Symbol	Beschreibung	Einheit	Seiten
$\Delta d_k$	Abweichungen der Kapillardurchmesser	$m$	132
$\Delta h_{reakt}$	Reaktionsenthalpie	$\frac{J}{kg}$	48
$\Delta p$	Druckdifferenz	$bar$	65, 163
$\Delta p_V$	Druckverlust	$bar$	66, 68, 139, 157, 159–161, 176, 199
$\Delta v$	Geschwindigkeitsänderung	$\frac{m}{s}$	203
$\Phi$	Mischungsverhältnis, auf das stöchiometrische Verhältnis bezogen	—	89, 97, 127
$\alpha$	Temperaturleitfähigkeit	$\frac{m^2}{s}$	23, 24, 26, 29, 30
$\alpha_p$	Permeabilitätskoeffizient des porösen Materials	$m^2$	66, 81, 82, 107, 156, 157, 160, 161, 176, 178, 199, 201
$\alpha_u$	Temperaturleitfähigkeit des unverbrannten Gemischs	$\frac{m^2}{s}$	23, 26, 130, 156, 157, 160
$\beta_p$	Permeabilitätskoeffizient des porösen Materials	$m$	66, 81, 82, 107, 156, 157, 160, 161, 176, 178, 199, 201
$\delta_r$	Dicke der Reaktionszone	$m$	25
$\delta_{f,d}$	Flammendicke/Diffusionszonendicke	$m$	23, 41, 46, 47, 53, 96, 156, 170

Symbol	Beschreibung	Einheit	Seiten
$\delta_{f,t}$	Thermische Flammendicke	$m$	23, 53
$\dot{\omega}$	Reaktionsgeschwindigkeit	$\frac{kg}{m^3 \cdot s}$	25, 26
$\eta$	Dynamische Viskosität	$Pa \cdot s$	65, 67
$\eta_k$	Kolmogorov Länge	$m$	33
$\eta_{c^*}$	c*- oder Verbrennungseffizienz	—	179
$\gamma$	Oberflächenspannung	$\frac{N}{m}$	65
$\kappa$	Isentropenexponent	—	98
$\kappa_b$	Isentropenexponent des unverbrannten Gemischs	—	42
$\kappa_s$	Streckung der laminaren Flamme	$\frac{1}{s}$	36
$\lambda$	Wärmeleitfähigkeit	$\frac{W}{m \cdot K}$	23, 25, 30
$\lambda_D$	Detonationszellenbreite	$m$	17, 42, 43, 61, 63
$\lambda_{Rohr,1}$	Konstante Rohrreibungszahl	—	67, 68, 139, 163
$\lambda_{Rohr}$	Rohrreibungszahl	—	67
$\lambda_b$	Wärmeleitfähigkeit des verbrannten Gemischs	$\frac{W}{m \cdot K}$	25
$\lambda_u$	Wärmeleitfähigkeit des unverbrannten Gemischs	$\frac{W}{m \cdot K}$	23, 25, 47, 49, 124, 130, 132, 133, 157
$\nu$	Kinematische Viskosität	$\frac{cm^2}{s}$	56, 176
$\pi$	Kreiszahl	—	47
$\rho$	Dichte	$\frac{kg}{m^3}$	23, 30, 43, 67
$\rho_1$	Dichte am Eintritt	$\frac{kg}{m^3}$	68, 139
$\rho_b$	Dichte des verbrannten Gases	$\frac{kg}{m^3}$	16, 22, 23, 28, 39, 42, 43, 60, 97, 99, 105
$\rho_f$	Dichte des strömenden Fluids	$\frac{kg}{m^3}$	65, 66

Symbol	Beschreibung	Einheit	Seiten
$\rho_u$	Dichte des unverbrannten Gases	$\frac{kg}{m^3}$	16, 21–23, 25, 26, 28, 39, 42, 43, 46, 48, 49, 60, 97, 99, 105, 124, 130, 132, 133, 157, 176
$\tau_t$	Zeitspanne zur Mittelung der Geschwindigkeit	$s$	33
$\theta$	Expansions- bzw. Dichteverhältnis von unverbranntem zu verbranntem Gas	—	16–18, 20, 97, 99
$\varphi$	Porosität	—	63, 64, 164, 168, 177
$\varphi_{eff}$	Effektive Porosität	—	64





# Kurzfassung

Vorgemischte Monopropellants aus Lachgas ( $\text{N}_2\text{O}$ ) und Brennstoffen (wie Ethen  $\text{C}_2\text{H}_4$ , Ethan  $\text{C}_2\text{H}_6$  oder Ethanol  $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ ) stellen eine grüne Alternative zum hochgiftigen und krebserregenden Hydrazin ( $\text{N}_2\text{H}_4$ ) dar. Diese Treibstoffmischungen bieten gegenüber konventionell genutztem Hydrazin mehrere Vorteile: Ein spezifischer Impuls ( $I_{sp}$ ) von über 300 s ist erreichbar, die Bestandteile sind weder krebserregend noch toxisch und können weltweit kostengünstig bezogen werden.

Aufgrund der genannten Vorteile entschloss sich das DLR, eine Treibstoffmischung aus Lachgas ( $\text{N}_2\text{O}$ ) und Ethen ( $\text{C}_2\text{H}_4$ ) näher zu untersuchen. Bei ersten Heißgasversuchen in einer Raketenbrennkammer zeigte sich jedoch, dass ohne den Einsatz von adäquaten Flammensperren leicht Flammenrückschläge in die Treibstoffzuleitungen auftreten können. Aus diesem Grund war es Ziel der vorliegenden Arbeit, verschiedene Flammensperren für das  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemisch zu erproben, Einflussfaktoren auf die Flammenlösch Eigenschaften der Materialien zu beleuchten und schließlich geeignete Flammensperren auszuwählen bzw. einen Auswahlprozess für poröse Flammensperren abzuleiten.

Zur Durchführung der experimentellen Untersuchungen wurde ein Versuchsaufbau (die sog. Zündmessstrecke) eingesetzt. Der Aufbau ermöglichte es, die ablaufenden Prozesse nach der Zündung, bei der Flammenausbreitung und beim Flammendurchschlag durch die Flammensperre zu untersuchen.

Zunächst erfolgte die detaillierte Analyse der Flammenausbreitungsprozesse und -geschwindigkeiten vor und nach einem Flammendurchschlag. Testreihen zur Analyse der Flammenlöschprozesse wurde hierbei mit Kapillaren aus Edelstahl und Glas als Flammensperren durchgeführt. Anhand der Versuche mit Kapillaren wurde der Einfluss der Flammeneintrittsposition, des Kapillardurchmessers, der Kapillarlänge, des Wandmaterials sowie der Flammenaustrittsposition auf das Löschverhalten der jeweiligen Flammensperre ermittelt. Für die eingesetzten Kapillaren lassen sich mithilfe der Drücke und der Temperaturen beim Flammeneintritt Péclet-Zahlen berechnen, anhand dieser lässt sich vorhersagen, ob es zu einem Flammendurchschlag kommt. Weiterhin konnten in Versuchen mit Glaskapillaren die Vorgänge beim Flammendurchschlag im Inneren der Kapillaren sichtbar gemacht werden. So kann es bei der Flammenausbreitung innerhalb der Kapillaren zum Übergang von einer Deflagration zur Detonation (DDT) kommen.

Neben den Versuchen mit Kapillaren wurden mithilfe der Zündmessstrecke Versuche mit porösen Sintermetallen als Flammensperren durchgeführt. Zusätzlich wurden poröse Flammensperren in einem  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Versuchstriebwerk eingesetzt.

Anhand der Versuche in Zündmessstrecke und Versuchstriebwerk konnten für zwei Strö-

## *Kurzfassung*

mungsbedingungen Auslegungskriterien für poröse Flammensperren abgeleitet werden: Im ersten Fall herrscht vor der Zündung auf beiden Seiten der Flammensperre ein nahezu identischer Druck und es ergibt sich kein wesentlicher Druckunterschied über die Flammensperre hinweg. In diesem Fall kann anhand des berechneten Druckverlustes des porösen Materials und dem Explosionsdruck des eingesetzten Gemischs eine geeignete Flammensperre ausgewählt werden. Dieser erste Strömungszustand ergibt sich typischerweise beim Einsatz von Flammensperren in Gasleitungen.

Der zweite Strömungszustand tritt auf, wenn die Flammensperre einen Bereich mit hohem Druck von einem Bereich mit geringerem Druck abtrennt und die Zündung im Bereich mit niedrigem Druck erfolgt. Dies ist bspw. der Fall, wenn die Flammensperre im Injektor eines Raketentriebwerks eingesetzt wird. In diesem Fall können die äquivalenten Porendurchmesser und die anhand der Zuleitungsbedingungen berechneten Explosionsdrücke zur Auslegung einer porösen Flammensperre herangezogen werden.

# Abstract

Premixed monopropellants consisting of nitrous oxide ( $\text{N}_2\text{O}$ ) and fuels (as e.g.  $\text{C}_2\text{H}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_6$  or  $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ ) represent a green alternative to the highly toxic and carcinogenic hydrazine ( $\text{N}_2\text{H}_4$ ). Compared to conventionally used hydrazine these fuel blends offer several advantages: a specific impulse ( $I_{sp}$ ) of more than 300 s is achievable, the components are neither carcinogenic nor highly toxic and the oxidizer and fuels are available worldwide at low prices.

Due to these advantages, DLR decided to investigate a propellant mixture consisting of nitrous oxide ( $\text{N}_2\text{O}$ ) and ethene ( $\text{C}_2\text{H}_4$ ) in detail. However, first combustion tests of the propellant mixture in a rocket combustor showed, that an appropriate flame arrester is needed to avoid flame flashback into the propellant feeding lines. For this reason, the aim of the present thesis was to test different flame arresters, to analyse the factors which influence the flame quenching ability of the used materials and to select suitable flame arresters. Furthermore a selection process for porous flame arresters should be derived.

A test setup (called ignition test section) was employed which allowed the investigation of the combustion processes after ignition, during the flame propagation and when a flame flashback occurred.

First, a detailed analysis of the flame propagation processes and the flame propagation velocities was carried out. Test campaigns were conducted with different capillaries made of stainless steel and glass as flame arresters. The influence of the flame entry position, the capillary diameter, the capillary length, the wall material and the flame exit position on the quenching behaviour of the corresponding flame arrester was analysed. To compare the quenching ability of different capillaries, the Péclet numbers based on the pressure and temperature of the unburned mixture during flame entry were calculated. By the thus determined Péclet numbers, it was possible to predict the conditions under which the flame arrester will quench the flame. Furthermore experiments with glass capillaries allowed the observation of the flame propagation inside the capillary during a flashback. These tests showed that the flame can undergo a deflagration-to-detonation transition (DDT) inside the capillary.

In addition to the tests with capillaries, porous sinter metals were examined for their ability to serve as flame arresters. Furthermore porous materials were tested as flashback arresters in an experimental rocket thruster.

Based on the experiments in the ignition test section and the thruster, design criteria for porous flame arresters under two different flow conditions were derived:

For the first flow condition the pressure at both sides of the flame barrier prior to ignition

## *Abstract*

is nearly identical and no large pressure drop across the porous material occurs. For this case a suitable flame arrester can be selected by using the calculated pressure loss of the porous material and the maximum explosion pressure of the combustible mixture. Gas pipelines are a typical flame arrester application where the first flow condition is present. The second flow condition occurs when the arrester separates an area with higher pressure from an area with lower pressure before the ignition takes place in the area with lower pressure. This is the situation observed when the porous material is used in a rocket injector. Here, the equivalent pore diameter and the maximum explosion pressure based on the feeding line conditions can be used to choose an appropriate flame arrester.

# Kapitel 1.

## Hintergründe und Motivation

In vielen Bereichen des täglichen Lebens sind die Errungenschaften der Raumfahrt nicht mehr wegzudenken. Ohne Satelliten und Raumfahrzeuge wäre eine moderne globale Navigation, die schnelle Kommunikation und der weltweite Datenaustausch nicht möglich. Auch bei der Wettervorhersage, der Atmosphären-, Klima- und Schadstoffforschung sowie der Erdbeobachtung spielt die Raumfahrt eine zentrale Rolle. Im letztgenannten Bereich - der Erdbeobachtung - gilt der Einsatz von Satelliten als wertvolles Instrument zur zielgerichteten Hilfeleistung bei Katastrophen sowie zur Vorhersage und Bewältigung globaler Herausforderungen.

Die Raumfahrt ermöglicht es weiterhin, in einer einmaligen Umgebung zu forschen und damit die Grenzen des menschlichen Wissens bis zu den Rändern des Weltalls auszuweiten. So tragen die Erkenntnisse, die mit modernsten Satelliten, Sonden und Landern gewonnen werden, essentiell zum Verständnis des Universums, der Planetenentwicklung und der Entstehung des Lebens auf der Erde bei. Eines der beeindruckendsten Beispiele für die Erfolge und Erkenntnisse, die mithilfe der Raumfahrt gewonnen werden können, ist sicherlich die Mission der Sonde Rosetta mit anschließender Landung auf dem Kometen Tschurjumow-Gerasimenko [1]. Diese Mission lieferte grundlegende Erkenntnisse zur Entstehung unseres Sonnensystems, der Herkunft des Wassers auf der Erde und der Verbreitung von organischen Molekülen im Weltall [2, 3].

In den genannten Bereichen spielen Satelliten, Sonden und Landeeinheiten mit ihren für den jeweiligen Einsatzzweck angepassten Instrumenten eine zentrale Rolle. Ohne diese vielfältigen und robusten Raumfahrzeuge wäre unsere heutige technologische Gesellschaft nicht vorstellbar.

In Zukunft wird es besonders im Bereich des Satellitenmarktes zu weitreichenden Veränderungen kommen: Neue Wettbewerber und Firmen, die auf das internationale Parkett drängen, verursachen einen stärkeren und schnelleren Wandel des bisherigen Satellitengeschäfts [4]. So planen Firmen wie Planet [5] und OneWeb [6] Konstellationen mit hunderten oder tausenden einzelner Satelliten. Hier führt die weiter zunehmende Miniaturisierung von Bauteilen und Komponenten zu Kostensenkungen und trägt ihr Übriges zu einem raschen Wachstum des Satellitenmarktes bei.

## *Kapitel 1. Hintergründe und Motivation*

Weitere, noch ambitioniertere Pläne verfolgen Unternehmen, die auf eine Kommerzialisierung der Bodenschätze des Weltraums abzielen. So planen die Firmen Planetary Resources and Deep Space Industries [7, 8] die kommerzielle Nutzung der als nahezu unerschöpflich erscheinenden Mineralienressourcen aus erdnahen Asteroiden. Nicht zu vergessen seien die weitreichenden Erfolge des Milliardärs und Visionärs Elon Musk bei der Kommerzialisierung der Raumfahrt. Diese Erfolge sollen den Weg zur Besiedlung des Mars ebnen [9, 10].

Um der Vielzahl an Anwendungen gerecht zu werden, sind spezialisierte Raumfahrzeuge und Satelliten notwendig. Neben dem Gewicht und der Instrumentierung des Raumfahrzeuges kommt dabei dem genutzten Antriebssystem eine Schlüsselrolle zu. Damit das jeweilige Raumfahrzeug den genannten, mannigfaltigen Anwendungsbereichen gerecht werden kann, sind effiziente Antriebssysteme und Treibstoffe notwendig. Für den Einsatz in Trägerraketen, Höhenforschungsraketen, Satelliten, Sonden und Landeeinheiten ergeben sich dabei jeweils unterschiedliche Anforderungen an das Antriebssystem und den verwendeten Treibstoff.

Zur Lage- und Bahnregelung von Satelliten müssen die eingesetzten Treibstoffe und Antriebssysteme u.a. folgende Anforderungen erfüllen: Das Triebwerk muss häufig ( $>1000$  Mal) wiedergezündet werden können, einen Pulsbetrieb erlauben sowie robust und zuverlässig sein. Zusätzlich muss der Treibstoff eine Lagerung für mehr als 10 Jahre erlauben, ohne sich zu zersetzen. Ein Treibstoff, der seit den 1960er Jahren diese Anforderungen zuverlässig erfüllt ist Hydrazin ( $\text{N}_2\text{H}_4$ ) [11]. Hydrazin wird bis heute erfolgreich als Monopropellant in vielen Raumfahrzeugen eingesetzt. So verwendete bspw. die Pluto-Sonde New Horizons [12, 13] oder der europäische Marslander Schiaparelli [14] Hydrazin-Triebwerke. Ein beeindruckendes Beispiel der Leistungsfähigkeit von Hydrazin als Monopropellant stellt die Voyager-Mission der NASA dar. Nach einer mehr als 30-jährigen Reise, die über Millionen von Kilometern bis an den Rand unseres Sonnensystems führte, sind die Hydrazin-Triebwerke der Sonde noch immer funktionsfähig [15].

Die Vielseitigkeit von Hydrazin zeigt sich auch in dessen Einsatzmöglichkeit als Brennstoff in hypergolen Bipropellant-Systemen: In Kombination mit dem Oxidator Distickstofftetroxid ( $\text{N}_2\text{O}_4$ , abgekürzt NTO) wird Hydrazin bzw. seine Derivate (UDMH und MMH) als Brennstoff in Kickstufen, Apogäumsmotoren und Oberstufen verwendet. So nutzt bspw. das europäische Oberstufentriebwerk Aestus die Kombination MMH/NTO als Treibstoff [16, 17]. Die Wiederzündbarkeit der hypergolen Kombination spielt dabei für den zielgenauen Einschuss von Satelliten eine entscheidende Rolle. Zusätzlich bieten die Bipropellants auf Basis von  $\text{N}_2\text{O}_4$  und Hydrazin, bzw.  $\text{N}_2\text{O}_4$  und MMH oder UDMH gute Leistungsdaten und können in robusten und einfachen Systemen eingesetzt werden.

## 1.1. Neue Entwicklungen im Bereich der Satellitentreibstoffe

In den letzten Jahren änderte sich die Sicht auf die bisher genutzten Raketentreibstoffe, vor allem im Hinblick auf das in Monopropellant-Systemen häufig eingesetzte Hydrazin. Denn neben den oben genannten Vorteilen ergeben sich bei der Verwendung von Hydrazin einige nicht zu vernachlässigenden Probleme. So ist Hydrazin hoch toxisch, korrosiv und als CMR-Stoff (engl. Carcinogenic, Mutagenic and toxic to Reproduction) eingestuft [18]. Durch die hohe Giftigkeit und der damit einhergehenden Gefahren von  $\text{N}_2\text{H}_4$  werden die Sicherheitsanforderungen und Richtlinien bei Transportvorgängen, bei der Herstellung und beim Betanken von  $\text{N}_2\text{H}_4$  zu einer immer größer werdenden Herausforderung. Um das Personal bei der Be- und Enttankung eines Raumfahrzeugs zu schützen, müssen dabei aufwändige Vorkehrungen getroffen werden. Zu den erforderlichen Maßnahmen zählt bspw. das Tragen von speziellen Schutzanzügen (sog. SCAPE Suits) beim Betankungsvorgang [19] (siehe Abbildung 1.1).



Abbildung 1.1.: Betankung des Satelliten KazEOSat 1 mit Hydrazin [20]

Aufgrund der weitreichenden Gesundheitsgefahren und einem gestiegenen Bewusstsein für diese Gefahren wurde Hydrazin in die Liste der besonders besorgniserregenden Stoffe durch die ECHA nach der REACH-Verordnung (Registration, Evaluation, Authorisation and Restriction of Chemicals) aufgenommen [21]. Der Einsatz der in dieser Liste aufgeführten Stoffe soll innerhalb der EU in Zukunft verboten oder stark eingeschränkt werden. Durch



diese politische Entscheidung beschleunigt, intensivierte sich die Suche nach einem umweltfreundlicheren und weniger giftigen „grünen Raketentreibstoff“ (engl. „Green Propellant“) der Hydrazin ersetzen kann. Selbst wenn innerhalb der EU eine Ausnahmegenehmigung für den Raumfahrtsektor und die hiermit verknüpfte Nutzung von Hydrazin erteilt wird, so sind die Abnahmemengen von  $\text{N}_2\text{H}_4$  im Raumfahrtbereich doch gering [22, 23]. D.h. wenn in anderen Bereichen die Nachfrage nach Hydrazin einbricht, so ist mit einer deutlichen Verteuerung für das in der Raumfahrt verwendete Hydrazin zu rechnen. Die notwendigen Schutzmaßnahmen machen die Betankung eines Raumfahrzeugs aufwändig, langwierig und damit teuer. Somit bieten grüne Alternativen zu Hydrazin einen Umweltvorteil und versprechen zusätzlich Kosten- und Zeitersparnisse.

Nicht nur innerhalb der EU rückt die Suche nach Alternativen zu Hydrazin in den Fokus - weltweit wird an ungiftigeren, leistungsfähigen und grünen Alternativen geforscht um einen entscheidenden Kosten- bzw. Leistungsvorteil gegenüber Hydrazin zu erzielen [19, 22, 24–31].

Das folgende Kapitel listet einige dieser Treibstoffalternativen auf und führt schließlich zum Gegenstand dieser Dissertation: Einem grünen, vorgemischten Treibstoff aus Lachgas ( $\text{N}_2\text{O}$ ) und Ethen ( $\text{C}_2\text{H}_4$ ).

## 1.2. Grüne Treibstoffe (engl. Green Propellants) als Hydrazinersatz

Im Bereich der Monopropellants wurden in den vergangenen Jahren verschiedene Treibstoffe und Kombinationen erforscht, erprobt und schließlich - wie im Falle von LMP-103S - auch im Orbit als Treibstoff für Satelliten getestet. Die untersuchten Treibstoffe und Kombinationen unterscheiden sich hinsichtlich ihrer Leistung, ihrer Materialverträglichkeit, der möglichen Zündmethoden, des Technologie-Reifegrades (engl. Technology-Readiness-Level, TRL), der Verbrennungs- bzw. Zersetzungstemperaturen und in Hinblick auf erforderliche, modifizierte Antriebssysteme.

Zur Zeit werden u.a. folgende Treibstoffalternativen zu Hydrazin entwickelt, getestet oder befinden sich bereits im Einsatz:

### **Ammoniumdinitramid (ADN)-basierte Treibstoffe**

Ammoniumdinitramid (ADN) ist ein anorganisches Salz und zählt zu den energetischen, ionischen Liquiden (EILs). ADN wurde in den 1970er Jahren erstmals in der ehemaligen Sowjetunion synthetisiert. Die Herstellung des Salzes wurde bis zu Beginn der 90er Jahre nicht publik, da ADN innerhalb der Sowjetunion als Festtreibstoff für Interkontinentalraketen verwendet werden sollte [32, 33] und der Syntheseprozess aus diesem Grund als geheim eingestuft wurde. Innerhalb der Sowjetunion soll ADN damals im Tonnen-Maßstab

## 1.2. Grüne Treibstoffe (engl. Green Propellants) als Hydrazinersatz

hergestellt worden sein [27, 34].

Erst nach dem Zerfall der Sowjetunion drangen Kenntnisse der ADN-Entwicklung in die westliche Welt. Mitte der 1990er Jahre begannen daraufhin bei FOI (Schwedisches Institut für Verteidigungsforschung) die Arbeiten an ADN basierten, flüssigen Monergolen [35–37]. Die Treibstoffentwicklung bei FOI fand in Kooperation mit der Schwedischen Raumfahrtgesellschaft (SSC) statt. Die Erforschung und Entwicklung von ADN basierten Treibstoffen führte zu den zwei bekanntesten Mischungen: LMP-103S und FLP-106 [27, 31, 38–40].

LMP-103S wurde von der schwedischen Firma ECAPS (jetzt Bradford ECAPS) entwickelt, während sich die Forschung bei FOI auf FLP-106 fokussiert. Das Ziel der Arbeiten bei ECAPS ist die Kommerzialisierung der mit LMP-103S betriebenen Antriebsmodule, um so eine grüne Alternative zu Hydrazin zu bieten. Die Entwicklung bei ECAPS und SSC mündete schließlich in funktionsfähigen, flugerprobten Antriebssystemen [41–43].

Inzwischen befinden sich 13 Satelliten, die mit einem LMP-103S Antriebssystem ausgestattet sind, im Orbit [43]. Zusätzlich sollen auch in der westlichen Welt Festtreibstoffe auf ADN Basis entwickelt werden [44].

### Hydroxylammoniumnitrat (HAN)-basierte Treibstoffe

Hydroxylammoniumnitrat (HAN) zählt wie ADN zu den energetischen, ionischen Liquiden. Die Forschung an HAN-basierten Fluiden begann in den 1970er Jahren im Rahmen von Entwicklungsprogrammen des US Militärs [32, 45, 46]. Hierbei wurden verschiedene HAN-basierte Rohrwaffentreibmittel für militärische Projektile entwickelt. Erst Mitte der 1990er Jahre rückte HAN als möglicher Bestandteil von monergolen Treibstoffen in den Fokus verschiedener Untersuchungen in den USA und Japan [22, 24, 26, 47–51]. Das bekannteste und am weitesten fortgeschrittene Projekt mit HAN-basierten Treibstoffen stellt die GPIM (Green Propellant Infusion Mission) der NASA dar. Hierbei wird der von Aerojet Rocketdyne entwickelte Monopropellant AF-M315E an Board eines im Juni 2019 gestarteten Satelliten im Weltraum getestet [49, 52, 53].

In Japan wurde der HAN-basierte Monopropellant SHP 163 entwickelt, der aus 73,6 % HAN, 3,9% Ammoniumnitrat ( $\text{NH}_4\text{NO}_3$ ), 6,2% Wasser und 16,3% Methanol ( $\text{CH}_3\text{OH}$ ) besteht [54]. SHP 163 befindet sich momentan in detaillierter Untersuchung durch die JAXA, wobei es während der Entwicklungsphase zu mehreren Rückschlägen und Unfällen kam [47].

### Hochkonzentriertes Wasserstoffperoxid ( $\text{H}_2\text{O}_2$ )

Wasserstoffperoxid ( $\text{H}_2\text{O}_2$ ) ist ein weiterer Treibstoff, der als grüner Monopropellant in den vergangenen Jahren in den Fokus vieler Untersuchungen geraten ist. Bereits im Zweiten Weltkrieg wurde Wasserstoffperoxid in Deutschland als Treibstoff für U-Boote, die Me 163 und den Gasgenerator der V-2 verwendet. Nach dem Zweiten Weltkrieg wurde die  $\text{H}_2\text{O}_2$  Technologie von den Amerikanern übernommen und für eine Vielzahl von militärischen Anwendungen weiterentwickelt [55–58].

Als Raketentreibstoff setzte sich in den 1960er Jahren allerdings Hydrazin durch: Es lieferte eine bessere Performance, war langzeitlagerfähig, deutlich stabiler und konnte wie  $\text{H}_2\text{O}_2$  durch geeignete Katalysatoren leicht zur Reaktion gebracht werden [59]. Nichtsdestotrotz

## Kapitel 1. Hintergründe und Motivation

wird  $\text{H}_2\text{O}_2$  bis heute in einigen raumfahrtrelevanten Bereichen verwendet. So werden bspw. der Gasgenerator der russischen Soyuz Rakete und die Lagekontrolltriebwerke des Wiedereintrittsmoduls der Soyuz Kapsel mit Wasserstoffperoxid betrieben [60–62].

In den letzten Jahren gewann Wasserstoffperoxid als Monopropellant wieder die Aufmerksamkeit vieler Wissenschaftler und Raketentechniker, da sowohl  $\text{H}_2\text{O}_2$  als auch seine Zersetzungsprodukte ungiftig sind [60, 63–66]. Weiterhin ist  $\text{H}_2\text{O}_2$  ein guter Oxidator und reagiert mit verschiedenen Brennstoffen hypergol. Somit ist Wasserstoffperoxid im Gegensatz zu anderen grünen Treibstoffkandidaten auch für den Ersatz von hypergolen MMH/NTO (Monomethylhydrazin/Dinitrostofftetroxid) Bipropellantsystemen interessant [67–72].

Als Hauptnachteil von  $\text{H}_2\text{O}_2$  gilt jedoch die geringe Stabilität und die hiermit einhergehende Explosionsgefahr [73, 74]. Ein Großteil der in einem Antriebssystem eingesetzten Materialien beeinflusst die Zersetzung von  $\text{H}_2\text{O}_2$  positiv. Somit scheint es zur Zeit für Langzeitanwendungen auf einem Satelliten ungeeignet zu sein, während es für kurzzeitige Anwendungen eine grüne Alternative zu Hydrazin darstellt.

### Elektrolytische „Water Propulsion“

Ein weiteres grünes Antriebssystem stellt die sogenannte Water Propulsion dar. Hierbei wird Wasser aus dem Tank eines Raumfahrzeugs mittels Elektrolyse in seine Bestandteile  $\text{H}_2$  und  $\text{O}_2$  zerlegt. Der entstehende Wasser- und Sauerstoff wird in Druckgastanks gespeichert und bei Bedarf in ein Triebwerk geleitet, das mit einem Katalysator oder einer Zündkerze zur Zündung ausgestattet ist [75, 76]. In der Vergangenheit wurden hierbei verschiedene Konzepte untersucht, wie die Nutzung von vorgemischtem, gasförmigem  $\text{H}_2$  und  $\text{O}_2$  aus einem Tank [77], oder die Förderung des Wasserstoff-Sauerstoff Gemischs aus getrennten Tanks zur anschließenden stöchiometrischen Verbrennung [78]. Ursprünglich entwickelt wurde das Antriebskonzept in den 1960er Jahren von der NASA und war für die Nutzung auf der amerikanischen Raumstation Freedom oder dem Space Shuttle vorgesehen [77, 79].

Da seit den 1960er Jahren die verfügbaren Elektrolyseure deutlich weiter entwickelt wurden und mit heutiger Technologie miniaturisiert werden können, geriet die Water Propulsion erneut in den Fokus verschiedener Untersuchungen. Aktuell finden Entwicklungen mit Bezug zur Water Propulsion bei ArianeGroup [80, 81], im Projekt ICE-Cube des Imperial Colleges in London [82] und bei Tethers Unlimited statt [83].

Um die Verbrennungstemperaturen gering zu halten, eine Überhitzung der Triebwerke zu vermeiden und kostengünstige Materialien einsetzen zu können, wird in aktuellen Konzepten angestrebt, ein brennstoffreiches  $\text{H}_2/\text{O}_2$ -Gemisch ( $ROF=0,5-1,5$ ) in der Brennkammer umzusetzen [76, 84–86]. Der überschüssige Sauerstoff kann im Anschluss an Bord einer Raumstation als Atemluft oder in Kaltgasantrieben zur Erzeugung von kleinen Schüben verwendet werden. Besonders für die Anwendung auf Mikro- und Nanosats kann die elektrolytische Water Propulsion eine grüne und effiziente Alternative darstellen [87].

### Lachgas-Brennstoff-Mischungen (engl. Nitrous Oxide Fuel Blends)

Lachgas-Brennstoff-Mischungen gelten als weitere, vielversprechende grüne Treibstoffkandidaten. Eine dieser Treibstoffkombinationen - namentlich eine Mischung aus Lachgas  $\text{N}_2\text{O}$

## 1.2. Grüne Treibstoffe (engl. Green Propellants) als Hydrazinersatz

und Ethen  $C_2H_4$  - ist Gegenstand dieser Arbeit.

Lachgas-Brennstoff-Mischungen die zur Verwendung als Treibstoff gedacht sind, werden auch als "vorgemischte Monopropellants" bezeichnet [88–92]. Sie zeichnen sich dadurch aus, dass Oxidator und Brennstoff vorgemischt in einem Tank gespeichert und wie ein Monergol in das Triebwerk injiziert werden. Im Gegensatz zu den klassischen Monopropellants wie  $N_2H_4$  und  $H_2O_2$ , bestehen diese Treibstoffe nicht aus einer einzelnen Substanz, sondern aus einer Mischung von Oxidator ( $N_2O$ ) und Brennstoff(en) (bspw.  $C_xH_y$  oder  $C_2H_5OH$ ). Erste Untersuchungen in Bezug auf vorgemischte Monergole fanden bereits während des Zweiten Weltkriegs in Deutschland statt [93]. Bei den damaligen Experimenten wurde eine Mischung aus Wasserstoffperoxid und Ethanol verwendet. Diese Kombinationen waren allerdings sehr sensitiv und die Experimente mit dem Treibstoff führten zu mehreren Unfällen, bei denen Tote zu beklagen waren.

Aus diesen Gründen fokussieren sich die neueren Entwicklungen auf Mischungen aus  $N_2O$  und Brennstoffen [28, 94]. Da Lachgas ( $N_2O$ ) und Brennstoffe wie Ethin ( $C_2H_2$ ), Ethen ( $C_2H_4$ ), Ethan ( $C_2H_6$ ), Ethanol ( $C_2H_5OH$ ) unter Druck leicht verflüssigt werden können oder wie im Falle von Ethanol bei Umgebungsbedingungen flüssig vorliegen, kann ein solcher Treibstoff leicht in flüssiger Form in einem Drucktank gespeichert werden. Ein gewichtiger Vorteil der Lachgas/Brennstoff-Mischungen ist der hohe erreichbare  $I_{sp}$  von über 300 s.

Bei der Entwicklung von Lachgas-basierten Treibstoffen nahm die Firma Firestar (später ISPS) in den USA eine Vorreiterrolle ein [95]. Firestar entwickelte und bewarb die bekannteste Lachgas/Brennstoff-Mischung: NOFBX (engl. für Nitrous Oxide Fuel Blend) [28, 96–98]. Die NOFBX-Treibstoffmischung besteht aus Lachgas ( $N_2O$ ), Ethin ( $C_2H_2$ ), Ethen ( $C_2H_4$ ), Ethan ( $C_2H_6$ ) und Kohlenstoffdioxid ( $CO_2$ ) als Stabilisator [99]. NOFBX sollte ursprünglich 2012 auf der ISS getestet werden [100]. Seit 2012 sind allerdings keine Neuigkeiten mehr über Firestar/ISPS bekannt geworden und es erfolgten keine weiteren Veröffentlichungen oder Informationen zum Entwicklungsstand von NOFBX.

Im Anschluss an die Entwicklungen bei Firestar (ab 2012) begannen bei der DARPA Arbeiten an einem Ethin ( $C_2H_2$ )-Lachgas-Treibstoff, genannt NA-7. Dieser Treibstoff sollte dazu genutzt werden, um Kleinsatelliten direkt von F-15 Kampfflugzeugen aus zu starten [88, 101, 102]. Es war geplant, den Satelliten dabei auf einer mit NA-7 betriebenen Rakete am Rumpf des F-15 Jets zu montieren. Diese Technologie sollte eine kostengünstige und schnelle Alternative zu konventionellen Raketenstarts bieten. Aufgrund von zwei Explosionen bei Bodentests mit dem Treibstoffgemisch wurden die Arbeiten allerdings eingestellt [103].

In Hinblick auf die Detonationsfähigkeit eines  $N_2O/C_2H_4$ -Gemischs werden an der Universität Purdue detaillierte Untersuchungen zum Übergang zwischen Deflagration und Detonation (DDT) durchgeführt [104, 105].

TNO, Bardford Engineering und NAMMO Westcott führten im Rahmen eines ESA Auftrages Untersuchungen an einem vorgemischten Lachgas/Ethanol-Treibstoff durch [106–108]. Im Rahmen des Auftrags wurde die Mischbarkeit der beiden Komponenten untersucht, eine

Systemstudie durchgeführt und die Treibstoffmischung in ersten Heißgasversuchen eingesetzt. Aufgrund der hohen Verbrennungstemperaturen kam es jedoch zur Beschädigung des Injektors der eingesetzten Brennkammer. So konnten lediglich drei Heißgasversuche durchgeführt werden [106].

Die Charakteristiken und Eigenschaften der genannten grünen Treibstoffalternativen sind im Anhang A.1 tabellarisch zusammengefasst.

### 1.3. Arbeiten des Instituts für Raumfahrtantriebe an Lachgas/Kohlenwasserstoff-Mischungen

Aufgrund der weltweiten Suche nach Alternativen zu Hydrazin sowie der vielversprechenden Leistungseigenschaften von Lachgas-Kohlenwasserstoff-Mischungen, fiel beim DLR die Entscheidung diese Treibstoffe tiefergehend zu untersuchen. Die Veröffentlichungen [28, 96] und Patente der Firma Firestar [99] und der Firma Kelly Space&Technology [94] lieferten Impulse, welche Treibstoffkombinationen zur näheren Untersuchung in Frage kommen. So entwickelte Firestar Mischungen aus  $\text{C}_2\text{H}_2$ ,  $\text{C}_2\text{H}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_6$  und  $\text{N}_2\text{O}$ , während Kelly Space&Technology eine Mischung aus  $\text{N}_2\text{O}$ ,  $\text{C}_3\text{H}_6$  und  $\text{CO}_2$  patentierte.

Um allgemeine Erfahrung im Umgang mit Lachgas/Kohlenwasserstoff-Mischungen zu erzielen, wurde beim DLR entschieden, zunächst eine zweikomponentige Mischung aus Lachgas und Ethen zu verwenden. Dies geschah aus folgenden Gründen:

- Ethen und Lachgas liefern einen sehr hohen spezifischen Impuls (maximal ca. 316 s bei einem Expansionsverhältnis von 330, 10 bar Brennkammerdruck und einer Expansion ins Vakuum). Diese Leistung wird nur durch eine Kombination aus Ethin ( $\text{C}_2\text{H}_2$ ) und Lachgas übertroffen (ca. 326 s) [109].
- Im Gegensatz zu Ethin ( $\text{C}_2\text{H}_2$ ) ist Ethen sehr stabil und zersetzt sich unter den zu erwartenden Bedingungen am Prüfstand sowie in Tanks und Leitungen eines Triebwerks nicht selbst. Dies erhöht die Sicherheit des Systems.
- Die Dampfdrücke von  $\text{N}_2\text{O}$  und  $\text{C}_2\text{H}_4$  liegen bei gleicher Temperatur in ähnlichen Bereichen. Somit kann ein selbstbedrücktes System vermutlich einfacher realisiert werden. In Abbildung 1.2 ist das, anhand der in Refprop [110] verfügbaren Stoffdaten, berechnete Phasendiagramm des stöchiometrischen  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$  Gemischs dargestellt.
- Beide Gase lassen sich bei Umgebungstemperaturen und Drücken bis 50 bar gasförmig in das Triebwerk leiten. Da erste Untersuchungen mit gasförmigem Treibstoff-

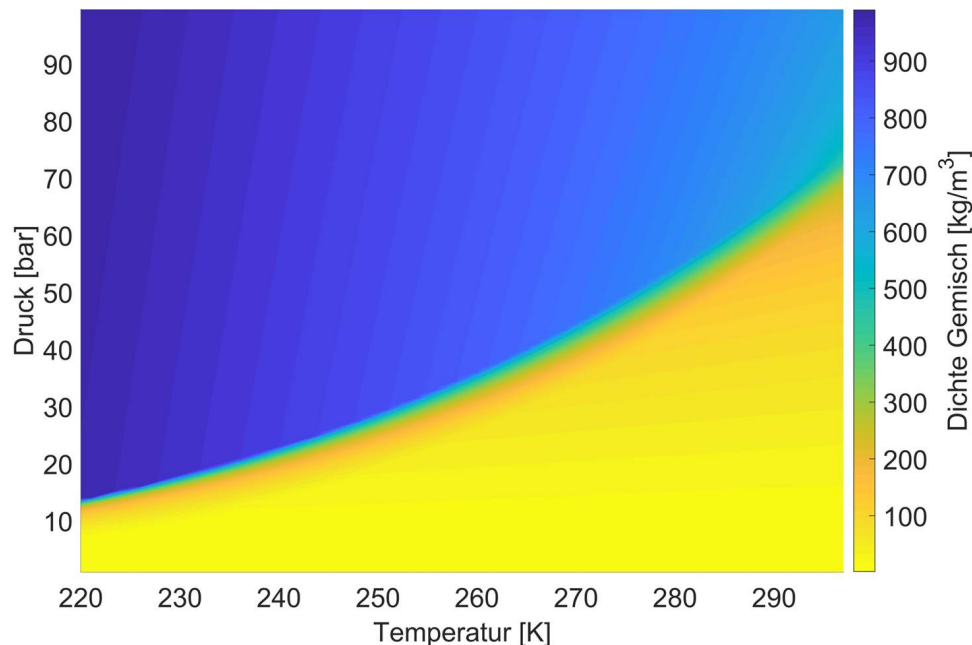


Abbildung 1.2.: Phasendiagramm des stöchiometrischen N<sub>2</sub>O/C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> Gemischs, berechnet anhand der Stoffdaten aus Refprop [110]

gemisch durchgeführt werden, können so Treibstoffmengen und Massenströme im Versuchsaufbau reduziert werden. Die Reduktion der Treibstoffmengen erhöht die Sicherheit bei einer ungewollten Zündung des Gemischs.

- Weiterhin ist eine Verflüssigung der Gase unter Kühlung ( $< 9^{\circ}\text{C}$  für Ethen,  $< 36^{\circ}\text{C}$  für Lachgas) und Drücken von 50 bar leicht möglich. So sind keine kryogenen Temperaturen (wie es bspw. bei Methan der Fall wäre) notwendig um das Gemisch zu verflüssigen.
- Lachgas und Ethen sind verglichen mit konventionellem Hydrazin oder anderen grünen Treibstoffalternativen (wie bspw. ADN-basierenden Treibstoffen) sehr preisgünstig und einfach in der Beschaffung. Besonders Ethen als chemisches Massenprodukt ist günstig zu erwerben und gut verfügbar.
- Beide Substanzen sind weder als krebserregend noch als reproduktionstoxisch eingestuft. Lediglich Ethen ist im Verdacht erbgutverändernd zu wirken. Aufgrund der langjährigen und weit verbreiteten Verwendung von N<sub>2</sub>O und C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> sind die Stoffeigenschaften der Komponenten bekannt und gut beschrieben.

Am Institut für Raumfahrtantriebe des DLR in Lampoldshausen begannen die Arbeiten an Lachgas/Kohlenwasserstoff-Mischungen im Jahr 2012 [111]. Nach ersten Voruntersuchungen wurde ein N<sub>2</sub>O/C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>-Treibstoff ausgewählt und im Rahmen des Strategieprojektes „Future Fuels“ detailliert untersucht. Die verwendeten Kombinationen werden dabei als

## Kapitel 1. Hintergründe und Motivation

HyNOx-Treibstoffe (englisch „Hydrocarbons mixed with Nitrous Oxide“) bezeichnet. In Kooperation mit dem Institut für Verbrennungstechnik des DLR in Stuttgart begannen die Arbeiten auf verschiedenen Ebenen: In Lampoldshausen findet die Brennkammer-, Injektor- und Prüfstandsentwicklung statt, weiterhin werden hier die Heißgastests und numerische Simulationen durchgeführt. Abbildung 1.3 zeigt die für die Heißläufe eingesetzte Versuchsbrennkammer. Beim DLR in Stuttgart werden Reaktionsmechanismen für  $\text{N}_2\text{O}$  und  $\text{C}_2\text{H}_4$  entwickelt und validiert, Stoßrohrexperimente durchgeführt und laminare Flammgeschwindigkeiten gemessen.

Durch die intensive Kooperation der beiden Institute konnten bis heute über 1000 erfolgreiche Heißgasversuche sowie numerische Simulationen des Verbrennungsprozesses durchgeführt werden [112].

In der Fortsetzung des Future Fuels Projektes wird aufbauend auf den Ergebnissen des ersten Projektes nun zusätzlich Ethan ( $\text{C}_2\text{H}_6$ ) als Treibstoffkomponente untersucht. Ziel der Arbeiten beim DLR ist es, bis zum Jahr 2021 ein Triebwerk mit Technologie-Reifegrad 4 (TRL) zu entwickeln und erfolgreich zu testen.

Wie bei den zuvor genannten Arbeiten zeigt sich auch bei den Untersuchungen des DLR in Lampoldshausen, dass die verwendeten Lachgas/Kohlenwasserstoff-Mischungen unter bestimmten Randbedingungen zur Explosion gebracht werden können.

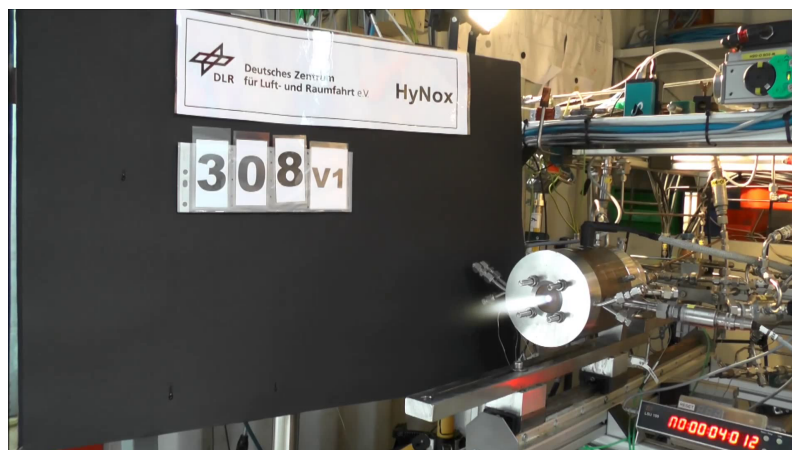


Abbildung 1.3.: Testlauf der HyNOx-Brennkammer beim DLR in Lampoldshausen

Als Vor- und Nachteile der Lachgas/Ethen bzw. Lachgas/Ethan-Treibstoffe lassen sich folgende Punkte festhalten:

- + Geringe Giftigkeit
- + Hoher  $I_{sp}$  realisierbar ( $> 300$  s)
- + Mittels Zündkerze oder Glühkerze zündbar
- + Sehr kostengünstiger Treibstoff, da günstige Einzelbestandteile

- + Selbstbedrückte Systeme möglich - keine externe  $N_2$  oder He Bedrückung erforderlich
- + Hohe Zündtemperaturen (ca.  $590^\circ\text{C}$ ) [113], Treibstoff als Kühlmedium nutzbar
- Mögliche Antriebssysteme weisen deutliche Unterschiede zu konventionellen Hydrazinsystemen auf - d.h. die Systeme müssen umfangreich modifiziert und qualifiziert werden
- Gemisch kann sich explosiv umsetzen
- Geeignet Flammensperren und Injektoren für Antriebssysteme müssen entwickelt werden
- Je nach vorliegenden Temperaturen sind Drucktanks mit höheren zulässigen Einsatzdrücken als bei herkömmlichen Monopropellantsystemen notwendig
- Aufgrund der hohen Verbrennungstemperaturen ( $>3100\text{ K}$ ) ist eine aktive Kühlung erforderlich

## 1.4. Ziele dieser Arbeit

Schon zu Beginn der Arbeiten an vorgemischten Lachgas/Ethen Treibstoffen zeigte sich, dass ohne geeignete Flammensperren der sichere Betrieb eines Versuchstriebwerks nicht möglich ist [89]. So traten ohne den Einsatz einer geeigneten Flammensperre häufig Flammenrückschläge in die Zuleitung des Versuchstriebwerks auf. Ein Flammenrückschlag von der Brennkammer in die Treibstoffzuleitung muss jedoch unter allen Umständen zuverlässig verhindert werden. Nur so kann in der späteren Anwendung die Beschädigung oder gar Zerstörung des Raumfahrzeugs vermieden werden.

Aus diesem Grund gilt es, zuerst geeignete Flammensperren für das  $N_2O/C_2H_4$  Gemisch zu entwickeln. Zur Entwicklung und zum Einsatz adäquater Flammensperren ist das Verständnis der nach der Zündung, bei der Flammenausbreitung und beim Flammendurchschlag ablaufenden Prozesse zwingend erforderlich. Bei den mithilfe des Versuchstriebwerks durchgeführten Heißgasversuchen traten Flammenrückschläge bis auf wenige Ausnahmen bei der Zündung des Gemischs auf, deshalb rücken die hierbei ablaufenden Vorgänge in den Fokus der Untersuchungen.

Um die Zündung, Flammenausbreitung und den Flammendurchschlag detailliert zu untersuchen, musste zunächst ein geeigneter Versuchsaufbau entwickelt und in Betrieb genommen werden. Anhand der Experimente im Versuchsaufbau, der sogenannten Zündmestrecke (siehe Abschnitt 3.2), galt es die bei der Flammenausbreitung und beim Flammendurchschlag ablaufenden Prozesse zu studieren und zu analysieren. Weiterhin sollten verschiedene Materialien wie Kapillaren und poröse Sintermetalle auf ihre Eignung als Flammensperre für das  $N_2O/C_2H_4$ -Gemisch hin untersucht werden. Ziel war es, die hierbei gewonnenen Erkenntnisse anschließend zu nutzen, um Auswahlkriterien für Flammensper-



## *Kapitel 1. Hintergründe und Motivation*

ren abzuleiten.

Im letzten Schritt sollten die getesteten und ausgewählten Flammensperren innerhalb eines Versuchstriebwerks eingesetzt werden.

Im Einzelnen ergaben sich dabei folgende Haupt- und Nebenziele:

1. Analyse der Flammenausbreitungs- und Flammendurchschlagsprozesse
  - 1.1 Beschreibung und Analyse der unterschiedlichen Flammenausbreitungsprozesse
  - 1.2 Bestimmung der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit des gasförmigen Lachgas/Ethen-Gemischs in Abhängigkeit vom Zünddruck
  - 1.3 Analyse der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit im Versuchsaufbau vor und nach einem Flammendurchschlag
  - 1.4 Untersuchung der Flammenausbreitung- und der Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten innerhalb der Flammensperren
2. Erprobung und Analyse von geeigneten Flammensperren für das  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemisch
  - 2.1 Testen von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren
  - 2.2 Ableitung von Löschdurchmessern für die Treibstoffmischung
  - 2.3 Analyse und Ableitung der Péclet-Zahlen beim Flammenlöschen
  - 2.4 Untersuchung der Flammensperrenlänge, des Flammensperrenmaterials, der Flammensperrenposition sowie der Poren bzw. Kapillargröße auf die Löscheigenschaften der Flammensperre
  - 2.5 Ableiten von Auswahlkriterien für poröse Flammensperren
3. Einsatz der Flammensperren im Versuchstriebwerk
  - 3.1 Nutzung der Erkenntnisse, um geeignete Flammensperren und Injektoren für eine Raketenbrennkammer zu entwickeln und in einem experimentellen Triebwerk zu testen

## **1.5. Struktur und Gliederung der Arbeit**

Diese Arbeit ist in insgesamt sechs Kapitel unterteilt. Zunächst wurden die Hintergründe und die Motivation zur Durchführung dieser Arbeit in Kapitel 1 dargestellt.

Nach dieser allgemeinen Einleitung folgt die Beschreibung und Ableitung der theoretischen Grundlagen in Kapitel 2. Die hier dargestellten Zusammenhänge wurden zur späteren

### *1.5. Struktur und Gliederung der Arbeit*

Auswertung, Diskussion und Analyse der Versuchsergebnisse genutzt.

In Abschnitt 3 ist der verwendete Versuchsaufbau, die sogenannte Zündmessstrecke, dargestellt und beschrieben. Zusätzlich erfolgt die Beschreibung der untersuchten Flammensperren, der eingesetzten Messtechnik und des Versuchsablaufs.

In Kapitel 4 folgt die Darstellung, Diskussion und Analyse der bei den Versuchen erhaltenen Ergebnisse. Dabei wird auf die Prozesse bei der Flammenausbreitung, die erhaltenen Messdaten und die eigentlichen Flammensperrenversuche detailliert eingegangen.

Anschließend ist in Abschnitt 5 der Einsatz der Flammensperren im Versuchstriebwerk beschrieben. Die zwischen der Zündmessstrecke und der Versuchsbrennkammern auftretenden Unterschiede werden dabei gesondert diskutiert.

In Kapitel 6 sind die Ergebnisse und der abgeleiteten Zusammenhänge kurz zusammengefasst. Zusätzlich erfolgt ein Ausblick, welche weiteren Untersuchungen notwendig sind, um ein Lachgas/Brennstoff-Gemisch in zukünftigen Raketenantriebssystemen einzusetzen.

Zusätzliche Informationen zu den einzelnen Kapiteln und eine Beschreibung der Voruntersuchungen, die mithilfe der Reaktionsmechanismen durchgeführt wurden finden sich in den Anhängen A, B, D und E. Weiterhin sind im Anhang Fotos der Versuchsaufbauten und der Prüflinge dargestellt.



# Kapitel 2.

## Grundlagen und Theorie

Im folgenden Kapitel sind die theoretischen Grundlagen zur späteren Diskussion und Analyse der Versuchsergebnisse dargestellt.

Zunächst wird auf die Ausbreitung vorgemischter Flammen in Rohren und geschlossenen Volumina eingegangen. Es folgt die Beschreibung der laminaren Flamme sowie möglicher Instabilitäten, die bei der Flammenausbreitung auftreten können. Im Anschluss werden die Eigenschaften turbulenter, vorgemischter Flammen dargestellt und die Prozesse beim Übergang von einer Deflagration zur Detonation beschrieben.

Im nächsten größeren Abschnitt werden die Mechanismen des Flammenrückschlags und des Flammenlöschens dargestellt. Weiterhin werden charakteristische, sicherheitstechnische Kenngrößen sowie konventionelle Flammensperren beschrieben.

Da Kapillaren und poröse Sintermetalle in den Versuchen als Flammensperren eingesetzt wurden, schließt das Kapitel mit einer kurzen Darstellung der in Kapillaren und porösen Materialien auftretenden Druckverluste.

### 2.1. Flammenausbreitung in Rohren und geschlossenen Volumina

Die Zündung und Flammenausbreitung des in dieser Arbeit untersuchten  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemischs findet in geschlossenen, zylindrischen Kammern (Versuchsaufbau siehe Kapitel 3) statt. Aus diesem Grund wird hier detailliert auf die Ausbreitung von vorgemischten Flammen in geschlossenen Volumina und Rohren eingegangen.

Nach Xiao [114], Dorofeev [115] sowie Breitung et al. [116] lässt sich die Ausbreitung einer vorgemischten Flamme in Rohren in folgende Stadien unterteilen (siehe Abbildung 2.1):

1. Eine heiße Oberfläche oder ein elektrischer Funke löst eine schwache Zündung aus

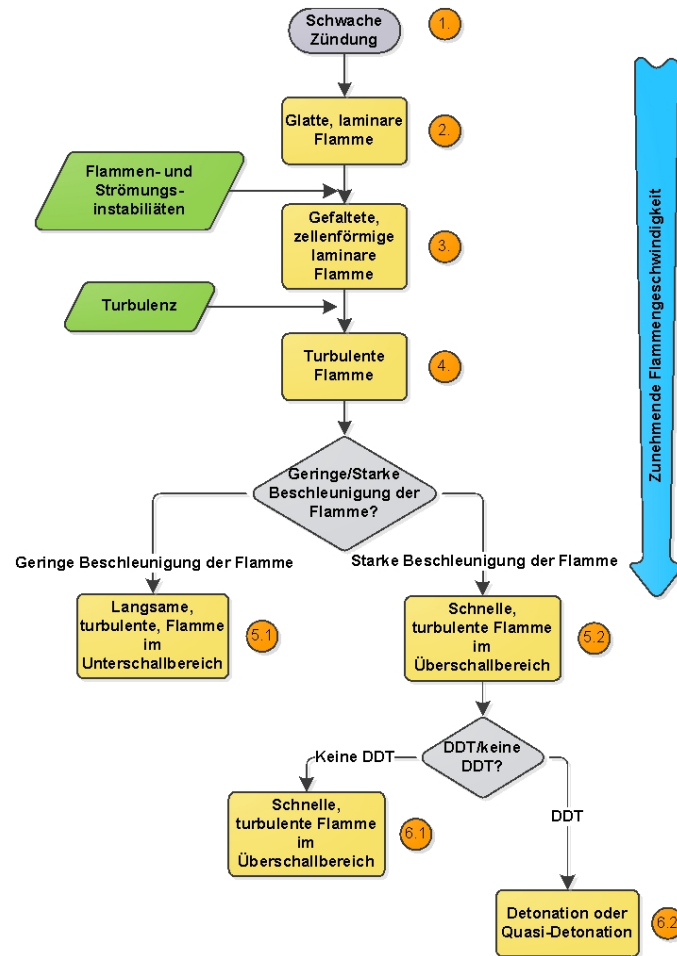


Abbildung 2.1.: Mögliche Verbrennungsregime einer vorgemischten Flamme in Rohren (nach [114, 115])

und bringt das Gasgemisch zur Reaktion

2. Eine glatte, laminare Flamme bildet sich. Diese breitet sich zunächst kugelförmig um die Zündquelle herum aus. Die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit innerhalb des geschlossenen Volumens wird durch die laminare Flammengeschwindigkeit  $S_L$  und die Expansion des verbrannten Gases bestimmt. Die Expansion ergibt sich aufgrund des unterschiedlichen Dichteverhältnisses ( $\theta = \frac{\rho_u}{\rho_b}$ ) von unverbranntem ( $\rho_u$ ) zu verbranntem Gas  $\rho_b$ . Eine detaillierte Beschreibung der hierbei ablaufenden Prozesse findet sich in Kapitel 2.1.1.
3. Durch den Einfluss von Flammen- und Strömungsinstabilitäten bildet sich eine gewinkelte, zellenförmige Flamme aus. Eine Flamme innerhalb eines Brennraumes stellt eine Diskontinuität der Dichte dar und ist somit anfällig für verschiedene Arten von Instabilitäten. Zu diesen Flammeninstabilitäten zählen hydrodynamische Landau-

## 2.1. Flammenausbreitung in Rohren und geschlossenen Volumina

Darrieus Instabilitäten, thermisch-diffusive Instabilitäten, oder Wechselwirkungen mit geometrischen Hindernissen innerhalb des Brennraumes [114, 115]. Die Instabilitäten bewirken eine Faltung und Störung der Flamme, wodurch sich die Flammenoberfläche vergrößert und die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme weiter steigt. Die Beschreibung der auftretenden Flammeninstabilitäten findet sich in Kapitel 2.1.2.

4. Verstärken sich die Instabilitäten und erhöht sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront weiter, so entstehen durch die erhöhten Strömungsgeschwindigkeiten und Reynoldszahlen Turbulenzen im Strömungsfeld. Diese Turbulenzen werden durch den Einfluss von Wandeffekten, zusätzlichen Flammeninstabilitäten und aufgrund von Interaktionen der Flamme mit Druckwellen weiter verstärkt. Zusätzlich können Flammeninstabilitäten die Reaktionsfront aufreißen und so den Turbulenzgrad der Flammenfront erhöhen. Unter dem Einfluss der Turbulenz vergrößert sich die Oberfläche der Flammenfront weiter, so wird ein erhöhter Austausch von Wärme und Reaktionspartnern ermöglicht und es kommt so zu einer zusätzlichen Erhöhung der Flammengeschwindigkeit. Die erhöhte Flammengeschwindigkeit bewirkt wiederum eine Erhöhung der Turbulenz, es kommt zu einer Spirale der gegenseitigen Verstärkung. Allerdings steigt die Flammengeschwindigkeit nicht unbegrenzt an, denn ab einem gewissen Intensitätswert führen die turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen zu lokalen Verlöschungseffekten innerhalb der Flammenfront. In diesem Fall bewirken die turbulenten Fluktuationen eine sehr schnelle Dissipation der Reaktionswärme und der reaktiven Spezies im Frischgemisch, hierdurch sinkt die Temperatur der Flamme und die chemischen Reaktionen laufen nicht mehr vollständig ab. Bei weiterer Steigerung der Turbulenz kann es dann zum Verlöschen (engl. quench) der Flamme kommen [117]. Die Ausbreitung einer turbulenten Flamme wird in Kapitel 2.1.3 näher beschrieben.
- 5.1 Die Flamme erfährt nur eine schwache Beschleunigung, wenn das reagierende Gemisch nur geringe Expansionsverhältnisse  $\theta$  aufweist oder es sich aufgrund von kleinen Brennräumen hohe Wärmeverluste ergeben [115]. In diesem Fall bildet sich eine langsame, turbulente Flamme aus. Die Geschwindigkeit der Flammenfront ist hierbei kleiner als die Schallgeschwindigkeit des verbrannten Gemischs.
- 5.2 Ist das Expansionsverhältnis  $\theta$  ausreichend groß und sind die Wärmeverluste klein, so erfährt die Flamme eine starke Beschleunigung. Weist weiterhin der Brennraum eine ausreichend große Anlauffänge auf, so entwickelt sich eine schnelle, turbulente Flamme, deren Geschwindigkeit größer ist als die Schallgeschwindigkeit des verbrannten Gemischs.
- 6.1 Wenn der Durchmesser des Brennraums/Rohres allerdings kleiner als eine kritische Größe ist (meist ein Vielfaches der Detonationszellenbreite  $\lambda_D$  des Gemischs), so kommt es nicht zum Übergang von einer Deflagration zur Detonation (engl. Deflagration-to-detonation transition, DDT, Erläuterungen siehe Abschnitt 2.1.4)

und es bildet sich keine Detonation aus.

- 6.2 Steht der schnellen, turbulenten Flamme eine ausreichende Anlaufstrecke und ein ausreichendes Volumen bzw. ein ausreichender Durchmesser zur Verfügung, so kommt es zur DDT. Der Beginn einer Detonation kann dabei durch verschiedene Faktoren eingeleitet werden: a) durch Interaktionen mit Stoßwellen, b) durch Instabilitäten in der Nähe der Flammenfront, c) durch Interaktionen mit einer Druckwelle, einer anderen Flamme, oder einer Wand, d) durch lokale Explosionen innerhalb von Taschen aus Frischgas sowie e) durch Druck und Temperaturfluktuationen innerhalb der Strömung und Grenzschicht [118]. In Kapitel 2.1.4 sind die Charakteristika einer Detonation sowie die Einflussfaktoren, die zur DDT führen näher beschrieben.

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Verbrennungs- und Flammenausbreitungsvorgänge spielen sich zumeist im Bereich der laminaren und turbulenten Verbrennung ab. Aus diesem Grund wird hier der Vorgang der Flammenausbreitung in diesen ersten Stadien näher betrachtet. Clanet und Searby [119] unterscheiden vier Stadien der initialen, laminaren Flammenausbreitung innerhalb eines geschlossenen Volumens. Bychkov [120] führt numerische Simulationen zu denen von Clanet beschriebenen Versuchen durch. Abbildung 2.2 zeigt die einzelnen Phasen der Flammenausbreitung anhand der Simulationen von Bychkov.

Die vier Phasen der Flammenausbreitung lassen sich anhand von Abbildung 2.2 folgendermaßen unterteilen:

1. (Bild (a)) Zündung des Brennstoff-Oxidator-Gemischs und sphärische Ausbreitung der Flamme ausgehend vom Punkt der Zündung. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme wird hauptsächlich durch das Expansionsverhältnis  $\theta = \frac{\rho_u}{\rho_b}$  bestimmt. Die Wände des Kanals beeinflussen die Flammenausbreitung noch nicht und die kugelförmige Flamme vergrößert ihre Oberfläche stetig.
2. (Bild (b) bis (d)) Der obere und untere Bereich der Flammenfront (im englischen „Skirt“, also „Rock“ genannt) nähert sich der Wand. Wenn die Flamme ungefähr die Hälfte der Entfernung zur Wand zurück gelegt hat, beginnt sich eine „fingerförmige“ Flamme auszubilden [120]. Das bei der Verbrennung entstehende, expandierende Gas kann nur in axialer Richtung weiter expandieren, in radialer Richtung werden die Stromlinien des verdrängten Frischgemischs von den Wänden abgelenkt. Dies führt dazu, dass die Spitze des „Fingers“ in axialer Richtung beschleunigt wird und sich die Ausbreitung in horizontaler Richtung deutlich verlangsamt. Durch die Entstehung des „Fingers“ wird die Flammenoberfläche deutlich vergrößert und die Umsatzrate an Frischgemisch erhöht sich, was zu einer weiteren Beschleunigung des „Fingers“ führt.
3. (Bild e bis g) Die oberen und unteren Flanken der Flamme erreichen die Wand des

## 2.1. Flammenausbreitung in Rohren und geschlossenen Volumina

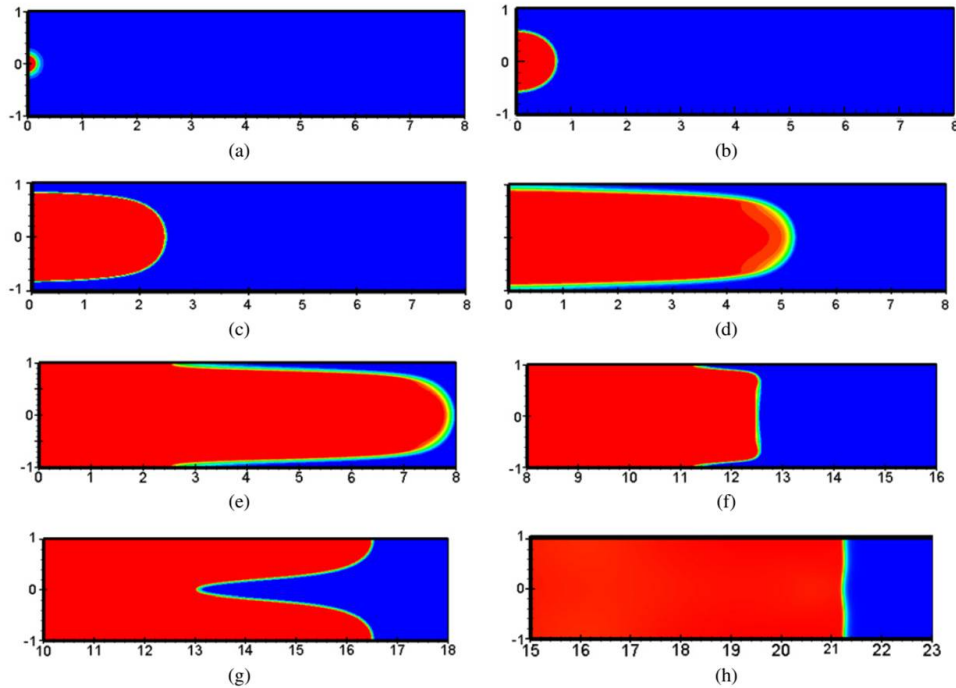


Abbildung 2.2.: Die verschiedenen Phasen der laminaren Flammenausbreitung in einem zylindrischen Kanal. Dargestellt sind die horizontalen und vertikalen Koordinaten des Kanals sowie die Temperaturen im jeweiligen Bereich. Die Farbskala beschreibt die Temperatur von blau (kalt) bis rot (heiß). Abbildung entnommen aus [120]

Kanals und werden dort aufgrund der Wärmeabfuhr gelöscht (engl. quenched). Dieses lokale Verlöschen der Flammenfront führt zur Reduktion der Flammenoberfläche, hierdurch sinkt die Umsetzungsrate der Flamme und es kommt zu einer Reduktion der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit. Zur Erklärung der darauf folgenden Inversion der Flammenfront bzw. der Bildung einer sogenannten Tulpen-Flamme (engl. Tulip-Flame) existieren mehrere Ansätze [119–124]. Neuere experimentelle und numerische Untersuchungen [125–128] scheinen die Vorgänge der Flammeninversion zu entschlüsseln. So kommt es im Bereich der Flammenflanke zu Rückströmungen und diese Rückströmungen lösen Wirbel um Staupunkte innerhalb der verbrannten Gase aus. Durch das kontinuierliche Verlöschen der Flammenflanke an den Wänden, bewegen sich die Wirbel in Richtung der Flammenspitze. Im weiteren Verlauf bewirkt die Drehrichtung der in Richtung Spitze wandernden Wirbel eine Vorwärtsbewegung der Flanken und führt schließlich zu einer Rückwärtsbewegung der Flammenspitze.

4. (Bild h) Die Flamme breitet sich nach Ausbildung der Tulip-Flamme weiter aus, es kommt zur Einebnung der Flammenfront oder zur Bildung weiterer Inversionen (sogenannter distorted tulip flames [114, 128]). Je nach Volumen und Geometrie des



Brennraumes, dem Expansionsverhältnis  $\theta$  des umgesetzten Gemischs und den Strömungsverhältnissen führen die weiteren Instabilitäten zur Erhöhung der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit. Die vergrößerte Flammenausbreitungsgeschwindigkeit führt zu einer Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit und damit auch zu einer Steigerung der Reynoldszahl. Mit Erhöhung der Reynoldszahl bilden sich Turbulenzen aus, die schließlich zu einer turbulenten Flamme führen.

In den folgenden Abschnitten werden die verschiedenen Charakteristika der laminaren und turbulenten Flammenausbreitung und die jeweiligen Einflussfaktoren beleuchtet.

### 2.1.1. Laminare, vorgemischte Flammen

Nach der Entzündung des in dieser Arbeit untersuchten  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemischs entsteht zunächst eine laminare Flamme. Die laminare Flamme breitet sich ausgehend vom Ort der Zündung kugelförmig aus.

Laminare, vorgemischte Flammen kennzeichnen sich durch eine sehr gleichmäßige, geräuscharme Verbrennung, da sie keinerlei turbulenten Schwankungen ausgesetzt sind. Die Flammenausbreitung erfolgt rein durch molekulare Transportprozesse. Technische Anwendung finden laminare, vorgemischte Flammen bspw. in Gasherden, Gasthermen oder Gasgrills. In Abbildung 2.3 ist eine typische, laminare Flamme über einem Bunsenbrenner zu sehen.



Abbildung 2.3.: Flamme des DLR-VT Hochdruckbrenners zur Bestimmung der laminaren Flammengeschwindigkeit [129]

Den Verlauf der thermodynamischen und chemischen Größen über die laminare Flamme

## 2.1. Flammenausbreitung in Rohren und geschlossenen Volumina

veranschaulicht Abbildung 2.4. Im oberen Teil von Abbildung 2.4 ist eine laminare, eindimensionale, stationäre Vormischflamme schematisch dargestellt, im unteren Teil befinden sich die Verläufe von Temperatur, Reaktionswärme sowie der Edukte, Produkte und Zwischenprodukte. Anhand dieses Beispiels sollen einige grundlegende Charakteristika von vorgemischten Flammen erläutert werden. Die Flamme kann allgemein in vier Bereiche unterteilt werden [114]:

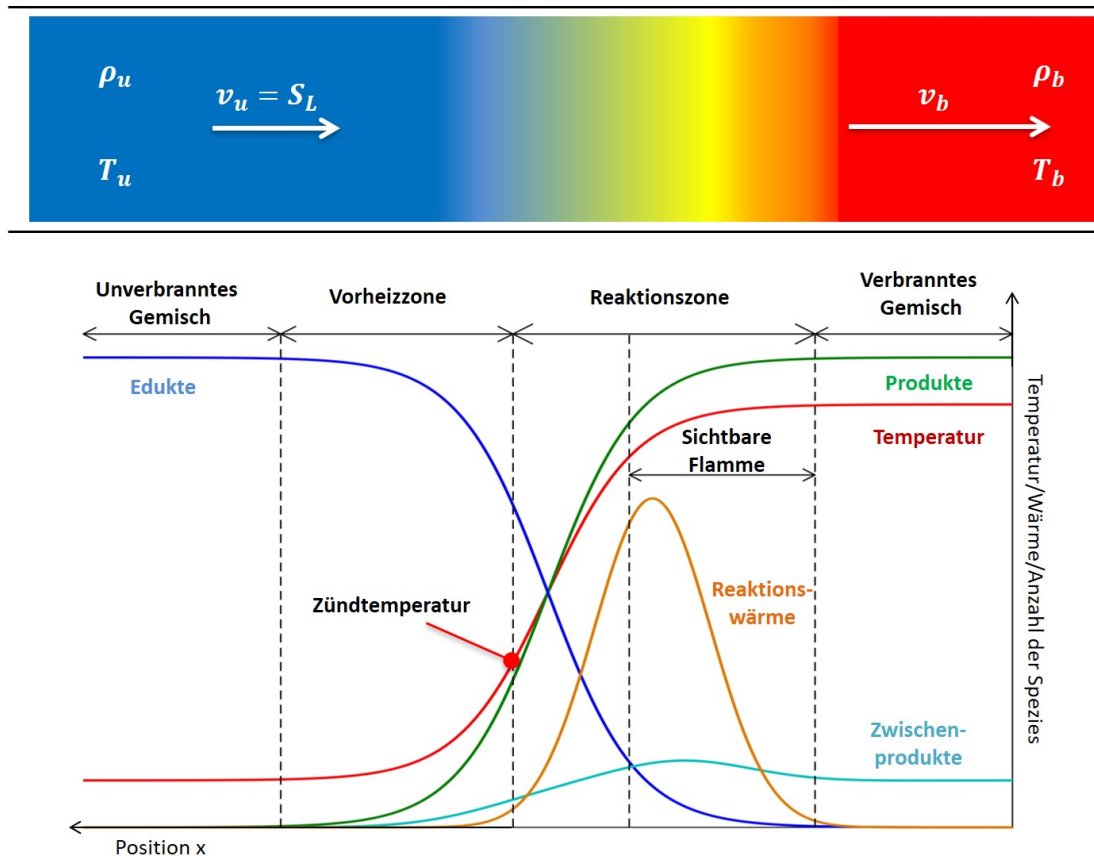


Abbildung 2.4.: Schematischer Verlaufe der Stoffgrößen und Spezies über eine laminare, eindimensionale und stationäre Flamme nach [130–133]

1. Die kalte Zone mit unverbranntem Gemisch: Das Frischgemisch weist die Dichte  $\rho_u$ , die Temperatur  $T_u$  auf und strömt mit der Geschwindigkeit  $v_u = S_L$  auf die Flamme zu. Die Gradienten sind Null, das Gemisch wird noch nicht von der Flamme beeinflusst.
2. Die Vorheizzone: Vor der Flamme befindet sich die sogenannte Vorheizzone, innerhalb dieser wird das Frischgemisch durch Wärmestrahlung und Wärmeleitung aus der Reaktionszone erhitzt. Schon bevor die Zündtemperatur erreicht ist, kommt es zum Zerfall der Edukte und dem Entstehen von Reaktionsprodukten. Die Reaktionsgeschwindigkeiten sind aufgrund der geringen Temperatur allerdings noch nicht

hoch genug um eine Kettenreaktion auszulösen.

3. Die Reaktionszone: Wird innerhalb der Vorheizzone die Zündtemperatur ( $T_i$ ) erreicht und überschritten, so beschleunigen sich die ablaufenden Reaktionen stark, es kommt zu einer erhöhten Wärmefreisetzung und die Reaktionen laufen selbsterhaltend ab. Der Punkt, an dem die Zündtemperatur überschritten wird, stellt den Beginn der Reaktionszone dar. Innerhalb der Reaktionszone entstehen vermehrt Zwischenprodukte aus den Edukten und die Elementarreaktionen laufen mit hoher Geschwindigkeit ab. Die erhöhte Reaktionsgeschwindigkeit bewirkt eine Verstärkung der Energiefreisetzung und führt dazu, dass entstehende Radikale Strahlung emittieren. Bestimmte Radikal-Radikal-Reaktionen in der Reaktionszone führen hierbei zur Chemilumineszenz, durch welche Photonen im sichtbaren Spektrum emittiert werden. Diese Photonen können als Flamme wahrgenommen werden. So ist bspw. für eine vorgemischte Kohlenwasserstoffflamme ein bläulich/grünliches Leuchten charakteristisch. Das bläuliche Licht wird hierbei von angeregten  $\text{CH}^*$  Radikalen emittiert und liegt mit einer Wellenlänge von ca. 431 nm im Bereich des sichtbaren Lichts (vgl. Abbildung 2.3). Die sichtbare Flamme befindet sich innerhalb der Reaktionszone in jenem Gebiet, in dem der Großteil der beteiligten Radikale entstehen und reagieren [131]. In diesem Bereich findet auch die größte Wärmefreisetzung statt.
4. Hinter der Reaktionszone liegt die Zone des verbrannten Gemischs. Analog zum Bereich des unverbrannten Gemischs befinden sich die Stoffgrößen im Gleichgewichtszustand, die Gradienten der Stoffgrößen sind nahe Null. Das verbrannte Gemisch weist eine geringere Dichte  $\rho_u$  und eine deutlich erhöhte Temperatur  $T_b$  im Vergleich zum unverbrannten Gemisch auf. Aufgrund der geringeren Dichte bewegt sich das verbrannte Gas mit der erhöhten Geschwindigkeit  $v_b$  fort. Unter Vernachlässigung von Wärmeverlusten entspricht  $T_b$  im thermodynamischen Gleichgewicht der adiabatischen Flammentemperatur.

Die Anströmgeschwindigkeit, die laminare Flammengeschwindigkeit  $S_L$ , die Geschwindigkeit des verbrannten Gases  $v_b$  und die Dichten von verbranntem  $\rho_b$  und unverbranntem  $\rho_u$  Gas stehen über die Massenerhaltung in folgendem Zusammenhang:

$$\rho_u \cdot S_L = \rho_b \cdot v_b \quad (2.1)$$

Wird der Sonderfall eines ebenen, eindimensionalen Kanals betrachtet, so kann sich eine instationäre Flamme nur in axialer Richtung ausbreiten. Erfolgt die Zündung an einem der beiden Enden des Kanals, so breitet sich die Flamme ausgehend vom Ende des Kanals mit der theoretischen Flammengeschwindigkeit  $S_{F,theo}$  aus:

$$S_{F,theo} = S_L + v_b = S_L + \frac{\rho_u}{\rho_b} \cdot S_L = S_L \cdot \left(1 + \frac{\rho_u}{\rho_b}\right) \quad (2.2)$$

Die theoretische Flammenausbreitungsgeschwindigkeit  $S_{F,theo}$  in einem Kanal wird somit

## 2.1. Flammenausbreitung in Rohren und geschlossenen Volumina

durch die laminare Flammengeschwindigkeit  $S_L$  und das Dichteverhältnis von unverbranntem zu verbranntem Gas  $\rho_u/\rho_b$  bestimmt.

Zur Beschreibung einer vorgemischten, laminaren Flamme werden charakteristische Zeit- und Längenskalen herangezogen. Ein charakteristisches Längenmaß der Flamme ist die Flammendicke, auch als charakteristische Flammendicke oder Reaktionszonendicke bezeichnet. Es existieren mehrere Ansätze zur Beschreibung der Flammendicke [134, 135], die beiden geläufigsten werden hier dargestellt. In einer ersten Definition lässt sich die Flammendicke  $\delta_{f,d}$  aus den Stoffgrößen des unverbrannten Gemischs  $\lambda_u$ ,  $\rho_u$ ,  $c_{p,u}$  bzw. der thermischen Leitfähigkeit  $\alpha_u$  und der laminaren Flammengeschwindigkeit  $S_L$  ermitteln:

$$\delta_{f,d} = \frac{\lambda_u}{\rho_u \cdot c_{p,u} \cdot S_L} \quad (2.3)$$

Mithilfe der Temperaturleitfähigkeit  $\alpha$ , die sich aus der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$ , der Dichte  $\rho$  und der spezifischen Wärmekapazität  $c_p$  zusammensetzt:

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho \cdot c_p} \quad (2.4)$$

folgt für die Flammendicke  $\delta_{f,d}$ :

$$\delta_{f,d} = \frac{\alpha_u}{S_L} \quad (2.5)$$

Die Flammendicke nach Gleichung 2.3 bzw. Gleichung 2.5 wird auch als Diffusionsdicke der Flamme bezeichnet [114, 135]. Sie dient als erste Abschätzung, da keine genaue Kenntnis der Reaktionsparameter bzw. des Temperaturverlaufs über die Flamme erforderlich ist [135]. Einzig die laminare Flammengeschwindigkeit für den untersuchten Fall muss bekannt sein.

Eine zweite Beschreibung der Flammendicke basiert auf dem bei der Verbrennung entstehenden Temperaturprofil. Wird im Punkt der maximalen Steigung des Temperaturprofils eine Tangente angelegt, so lässt sich am Schnittpunkt der Tangente mit den beiden Temperaturen  $T_b$  und  $T_u$  die laminare Flammendicke  $\delta_{f,t}$  nach Gleichung 2.6 bestimmen:

$$\delta_{f,t} = \frac{T_b - T_u}{\max\left(\left|\frac{\partial T}{\partial x}\right|\right)} \quad (2.6)$$

Abbildung 2.5 veranschaulicht die graphische Ableitung von  $\delta_{f,t}$ . Aufgrund der Bestimmung anhand des Temperaturverlaufs wird diese Flammendicke auch als thermische Flammendicke bezeichnet. In Verbindung zum charakteristischen Längenmaß einer Flamme (der Flammendicke  $\delta_{f,d}$  bzw.  $\delta_{f,t}$ ) lässt sich das charakteristische Zeitmaß der laminaren Flamme ( $t_f$ ) definieren. Das charakteristische Zeitmaß der Flamme, auch Flammenzeit genannt, stellt die Zeit dar, die die Flamme benötigt um eine Flammendicke zu überstreichen

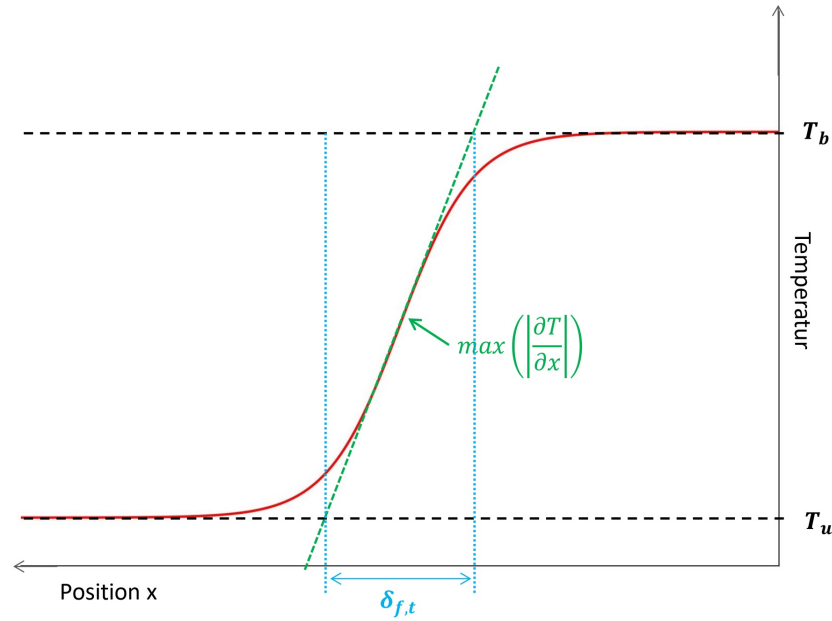


Abbildung 2.5.: Bestimmung der thermischen Flammendicke  $\delta_{f,t}$  einer laminaren Flamme nach [135, 136]

[136].

$$t_f = \frac{\delta_{f,d}}{S_L} \quad (2.7)$$

Unter der Annahme einer Einschrittreaktion sowie einer Lewis-Zahl von 1 (Temperaturleitfähigkeit = Diffusionskoeffizient,  $\alpha = D$ ) entspricht nach Gleichung 2.3 die chemische Zeitskala der Flammenzeit [136]:

$$t_c = \frac{D}{S_L^2} = \frac{\alpha_u}{S_L^2} = \frac{\delta_{f,d}}{S_L} = t_f \quad (2.8)$$

Zur analytischen und theoretischen Beschreibung der laminaren Flamme wurden im Laufe der letzten 140 Jahre verschiedene Ansätze entwickelt [137, 138]. Hierbei werden die Theorien und Modelle in 3 Kategorien eingeteilt: a) Ansätze, die von einer rein thermischen Ausbreitung der Flamme ausgehen, b) Modelle, die die Flammenausbreitung mittels der Diffusion von Radikalen beschreiben und c) Modelle, die beide Ansätze vereinen [137].

Als Grundstein für die theoretische Beschreibung der laminaren Flamme gelten die Arbeiten von Mallard und Le Chatelier aus dem Jahre 1883 [137, 139, 140]. Die hierbei entwickelte Theorie zählt zur Kategorie a) und beschreibt die Flammenausbreitung als rein thermischen Prozess, die Diffusion von reaktiven Spezies aus der Verbrennungszone wird vernachlässigt. Mallard und Le Chatelier unterteilen die Flamme in zwei Zonen: Eine Vorheizzone und eine Reaktionszone. Innerhalb der Vorheizzone werden die unverbrannten

## 2.1. Flammenausbreitung in Rohren und geschlossenen Volumina

Gase durch Wärmeleitung erhitzt, es finden allerdings noch keine Reaktionen statt. Erst mit Erreichen einer Zündtemperatur  $T_i$  beginnen die chemischen Reaktionen abzulaufen. Diese Zündtemperatur markiert damit auch den Beginn der Reaktionszone, die sich bis zum Erreichen der maximalen Flammentemperatur erstreckt.

Zur Herleitung der laminaren Flammengeschwindigkeit nutzen Mallard und Le Chatelier die Massen-, Impuls-, Energieerhaltungsgleichungen und gehen von einem idealen Gas aus. Zusätzlich erfolgt die Annahme, dass der Temperaturverlauf linear ist und sich in der Reaktionszone durch den Ausdruck  $\frac{T_b - T_i}{\delta_r}$  beschreiben lässt [139]. Hierbei stellt  $\delta_r$  die Dicke der Reaktionszone im Modell von Mallard und Le Chatelier dar,  $T_b$  ist die Flammentemperatur und  $T_i$  die Zündtemperatur.

Die Masse- und Energieerhaltungsgleichungen werden jeweils innerhalb der Reaktions- und Vorheizzone ausgewertet und am Übergangspunkt beider Zonen (bei  $T = T_i$ ) gleichgesetzt. Nach Auflösen der Gleichungen ergibt sich für diesen Ansatz die laminare Flammengeschwindigkeit zu:

$$S_L = \frac{\lambda_b \cdot (T_b - T_i)}{\rho_u \cdot c_{p,u} (T_i - T_u)} \frac{1}{\delta_r} \quad (2.9)$$

Der Index  $b$  bezeichnet dabei die Stoffdaten bei Flammentemperatur, während der Index  $u$  die Stoffdaten des unverbrannten Gemischs beschreibt. Somit stellt  $\rho_u$  die Dichte des unverbrannten Gemischs dar, während  $c_{p,u}$  die Wärmekapazität und  $T_u$  die Temperatur des unverbrannten Gases kennzeichnen. Wird weiter vereinfachend angenommen, dass die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  und Wärmekapazität  $c_p$  konstant und damit innerhalb der Vorheiz- und Reaktionszone identisch sind ( $c_{p,u} = c_{p,b} = c_p$ ) und  $\lambda_u = \lambda_b = \lambda$ , so lässt sich Gleichung 2.9 allgemein schreiben als:

$$S_L = \frac{\lambda \cdot (T_b - T_i)}{\rho_u \cdot c_p (T_i - T_u)} \frac{1}{\delta_r} \quad (2.10)$$

Da die Reaktionszonendicke  $\delta_r$  im oben beschriebenen Modell eine unbekannte Größe darstellt, ist die Bestimmung der Flammengeschwindigkeit nach Gleichung 2.9 zunächst nicht möglich. Aus diesem Grund führen Glassmann [139] bzw. Kuo [137] in Gleichung 2.10 weitere Vereinfachungen ein. Zunächst wird eine Verbindung zwischen der Reaktionszonendicke und der laminaren Flammengeschwindigkeit hergestellt. Der auf die Fläche  $A$  bezogene Massenstrom  $\dot{m}$ , der in die Reaktionszone eintritt, muss im stationären Fall auch der Massenumsetzungsrate  $\dot{\omega} \cdot \delta_r$  in dieser Zone entsprechen. Somit lässt sich die Reaktionszonendicke  $\delta_r$  und die Reaktionsgeschwindigkeit  $\dot{\omega}$  mithilfe des flächenbezogenen Massenstroms mit der laminaren Flammengeschwindigkeit  $S_L$  und der Dichte des unverbrannten Gases  $\rho_u$  verknüpfen:

$$\frac{\dot{m}}{A} = \rho_u \cdot u = \rho_u S_L = \dot{\omega} \cdot \delta_r \quad (2.11)$$

Damit folgt nach Glassman [139] für die laminare Flammengeschwindigkeit aus Gleichung

2.10 mithilfe des Zusammenhangs aus 2.11:

$$S_L = \sqrt{\frac{\lambda \cdot (T_b - T_i)}{\rho_u \cdot c_p (T_i - T_u)} \frac{\dot{\omega}}{\rho_u}} \quad (2.12)$$

Auch wenn die Theorie und Herleitung nach Mallard und Le Chatelier einige Vereinfachungen und exemplarische Annahmen bedingt, so lassen sich anhand der Gleichungen doch grundlegende Zusammenhänge festhalten [139]:

$$S_L \sim \sqrt{\frac{\lambda}{\rho_u \cdot c_p} \frac{\dot{\omega}}{\rho_u}} \quad (2.13)$$

mit Gleichung 2.5 für  $\alpha$  ergibt sich weiterhin:

$$S_L \sim \sqrt{\alpha_u \frac{\dot{\omega}}{\rho_u}} \quad (2.14)$$

Wie die Gleichungen 2.13 und 2.14 zeigen, steigt die Flammengeschwindigkeit proportional zur Wurzel der Reaktionsgeschwindigkeit  $\dot{\omega}$  bzw. der Temperaturleitfähigkeit des unverbrannten Gemischs  $\alpha_u$  an. Mit steigendem Druck  $p_u$  (und damit steigender Dichte  $\rho_u$ ) des unverbrannten Gemischs verringert sich die Flammengeschwindigkeit. Die Erhöhung der Frischgastemperatur  $T_u$  bewirkt eine Reduktion der Dichte  $\rho_u$  und damit eine Steigerung der Flammengeschwindigkeit. Zusammengefasst ergeben sich folgende Abhängigkeiten:

$$S_L \sim \frac{1}{\rho_u} \quad (2.15)$$

$$S_L \sim \frac{1}{p_u} \quad (2.16)$$

$$S_L \sim T_u \quad (2.17)$$

Eine der getroffenen Annahmen beinhaltet, dass die Mehrheit der Reaktionen sehr nahe der Flammentemperatur  $T_b$  ablaufen. Unter dieser Annahme lässt sich folgende Abhängigkeit für die Reaktionsgeschwindigkeit  $\dot{\omega}$  festhalten [139]:

$$\dot{\omega} \sim A \cdot e^{\frac{-E_a}{RT_b}} \quad (2.18)$$

Wird nun Gleichung 2.18 in Gleichung 2.14 eingesetzt, ergeben sich die folgenden Proportionalitäten:

$$S_L \sim \sqrt{e^{\frac{-E_a}{RT_b}}} \quad (2.19)$$

$$S_L \sim \sqrt{e^{-E_a}} \quad (2.20)$$

## 2.1. Flammenausbreitung in Rohren und geschlossenen Volumina

$$S_L \sim \sqrt{e^{-\frac{1}{T_b}}} \quad (2.21)$$

Somit sinkt die Flammengeschwindigkeit mit steigender Aktivierungsenergie  $E_a$  und steigt mit höherer Flammentemperatur  $T_b$ .

Eine Erweiterung des Ansatzes von Mallard und Le Chatelier stellt die Beschreibung der Flammengeschwindigkeit von Zeldovich, Frank-Kamenetskii und Semenov dar. Dieser erweiterte Ansatz berücksichtigt zusätzlich die Wärmeleitung durch die Diffusion von Spezies [139]. Allerdings wird auch in dieser Beschreibung die Flammenausbreitung durch Diffusion von Radikalen nicht berücksichtigt.

Eine detaillierte Herleitung des Ansatzes von Zeldovich, Frank-Kamenetskii und Semenov kann bei Glassman [139], Kuo [137] oder Peters [136] gefunden werden. Vorteil dieser erweiterten Ansätze ist, dass sich so Gleichungen für die Flammengeschwindigkeiten bei Reaktionen erster und zweiter Ordnung ableiten lassen.

Anzumerken ist, dass die Gleichungen 2.15 bis 2.21 die realen Abhängigkeiten nur sehr vereinfacht darstellen und lediglich die grundsätzlichen Einflussfaktoren auf die Flammengeschwindigkeit veranschaulichen sollen. In der Realität ergeben sich weitaus komplexere Zusammenhänge zwischen Druck, Temperatur, Mischungsverhältnis, Reaktionsordnung, Aktivierungsenergie und der laminaren Flammengeschwindigkeit [135, 136, 139–141].

### 2.1.2. Instabilitäten der laminaren Flamme

Die in dieser Arbeit untersuchte  $N_2O/C_2H_4$ -Flamme wird im Verlauf ihrer Ausbreitung innerhalb der Zündmessenstrecke von verschiedenen Instabilitäten beeinflusst. Diese Instabilitäten bewirken u.a. eine Vergrößerung der Flammenoberfläche, was zu einer Erhöhung der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit führt und schließlich den Druckanstieg im geschlossenen Volumen beeinflusst. Im Allgemeinen spielen Instabilitäten eine entscheidende Rolle beim Übergang der laminaren zur turbulenten Flamme und sind aus diesem Grund Gegenstand vieler Untersuchungen [114, 118, 135, 142–144]. In diesem Abschnitt werden typische Instabilitäten beschrieben, die bei der Ausbreitung einer laminaren, vorgemischten Flamme auftreten.

Law [142] unterscheidet Instabilitäten mit zellenförmigen Strukturen (engl. cellular instabilities) und pulsierende Instabilitäten (engl. pulsating instabilities). Auf die pulsierenden Instabilitäten sei hier nicht weiter eingegangen, eine umfassende Beschreibung ist bei Law [142] zu finden. Die zellenförmigen Instabilitäten lassen sich weiter in verschiedene Untergruppen einteilen: Die hydrodynamischen Instabilitäten, die thermisch-diffusiven Instabilitäten und Instabilitäten, die durch Auftrieb verursacht werden [142]. Xiao [114] erwähnt weiterhin Störungen, die durch die Geometrie des Brennraums erzeugt werden. So bewirken Verengungen, Hindernisse und Einbauten im Brennraum die Erzeugung zusätzlicher Instabilitäten und verursachen turbulente Strömungen. Weiterhin sorgen reflektierte Druck- und Schallwellen an Wänden und Hindernissen für eine Wechselwirkung zwischen



Flamme und Druckwelle, was zusätzliche Instabilitäten erzeugen kann. Während der Flammenausbreitung treten jedoch auch stabilisierende Effekte auf. So ist bspw. die Viskosität des verbrannten Gases deutlich höher als die Viskosität des unverbrannten Gases [135]. Dies verursacht einen großen Gradienten der Viskosität über die Flammenfront hinweg. Die hierdurch verursachte Diffusion der Viskosität bewirkt eine Stabilisierung der Flamme [143].

Auf die thermisch-diffusiven Instabilitäten, die hydrodynamischen Instabilitäten und die Instabilitäten, die durch geometrische Randbedingungen hervorgerufen werden, wird im Folgenden näher eingegangen.

## Hydrodynamische Instabilitäten

Die hydrodynamischen Instabilitäten wurden zuerst von Darrieus [145] und Landau [146] beschrieben und sind deshalb auch unter dem Namen Darrieus-Landau-Instabilitäten bekannt.

Abbildung 2.6 zeigt, wie hydrodynamische Instabilitäten die Flammenfront beeinflussen. Hydrodynamische Instabilitäten werden durch die Diskontinuität der Dichte bzw. den

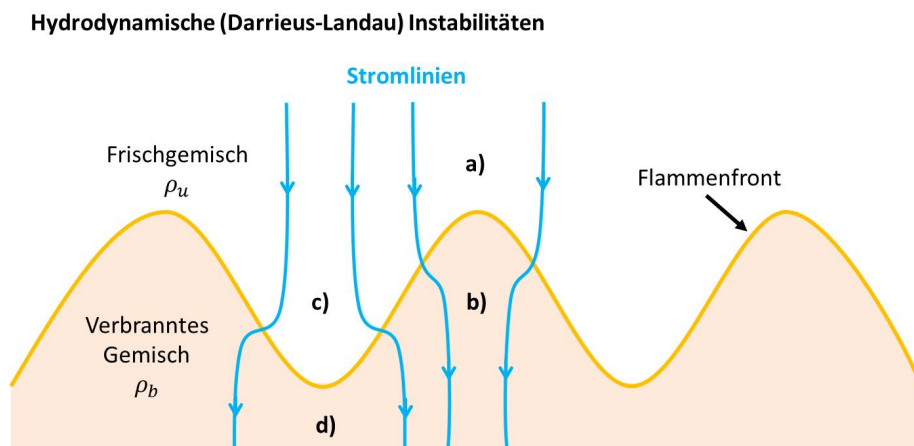


Abbildung 2.6.: Hydrodynamische/Darrieus-Landau Instabilitäten einer Flammenfront)

Sprung der Dichte an der Flammenfront zwischen unverbranntem Frischgemisch und verbranntem Gas hervorgerufen. Bei der Herleitung der Darrieus-Landau-Instabilität wird die Flamme als infinitesimal dünne Diskontinuität betrachtet. Stromauf der Flammenfront weist das unverbrannte Gemisch die Dichte  $\rho_u$  auf, während sich stromab der Flammenfront verbranntes Gas mit der Dichte  $\rho_b$  befindet. Die Dichteänderung über die Flammenfront hinweg bewirkt eine Ablenkung der Stromlinien. Die Ablenkung der Stromlinien bewirkt eine Druckänderung über die Flammenfront hinweg. So ergibt sich im konvexen Bereich der Flamme (Bereich a) und b)) in Abbildung 2.6) eine Druckerhöhung stromab der Flammenfront. Verursacht wird die Druckerhöhung durch die konvergierenden Stromlinien von

## 2.1. Flammenausbreitung in Rohren und geschlossenen Volumina

Bereich a) zu Bereich b). Die Druckerhöhung bewirkt eine Beschleunigung der konvexen Flammenfront zum Frischgemisch hin.

Umgekehrt verhält es sich mit dem konkaven Bereich der Flamme (Bereich c) und d)) in Abbildung 2.6]. Im konkaven Bereich divergieren die Stromlinien beim Überqueren der Flammenfront. Aufgrund dieser Divergenz ergibt sich im Bereich d) ein verringerter Druck gegenüber c). Die Verringerung des Druckes wirkt der Flammenausbreitung entgegen und bewirkt eine Verzögerung der konkaven Flammenfront.

Aufgrund der beschriebenen Prozesse führen hydrodynamische Instabilitäten immer zu einer Verstärkung der vorhandenen Welligkeit/Winkelung einer Flamme. Im Allgemeinen führen hydrodynamische Instabilitäten zu regelmäßigen geformten Zellstrukturen der Flammenfront. Da sich bei Erhöhung des Druckes die Flammendicke reduziert und damit die Gradienten über die Flamme steiler werden, verstärken sich hydrodynamische Instabilitäten mit steigendem Druck [142]. Zusätzlich ergeben sich bei einer geringeren Flammendicke mehr Möglichkeiten für Störungen und Faltungen um die Flamme zu beeinflussen, da die hydrodynamische Instabilität durch die Größenskala der Flammendicke nach unten begrenzt wird.

In der Realität wirken stabilisierende Prozesse der Verstärkung der hydrodynamischen Instabilität entgegen. So führt eine verstärkte Aufheizung des unverbrannten Gemischs in der Nähe der konkaven Bereiche der Flammenfront (Bereich c) in Abbildung 2.6) zu einer lokalen Erhöhung der Flammengeschwindigkeit und damit der Umsetzungsgeschwindigkeit. Die vergrößerte Umsetzungsgeschwindigkeit im Bereich c) wirkt somit den hydrodynamischen Instabilitäten entgegen. Analog ergibt sich eine Verzögerung der Flammengeschwindigkeit im Bereich a). Hier steht aufgrund der konvexen Form weniger Wärme zur Aufheizung des unverbrannten Gemischs zur Verfügung, folglich sinkt die Umsetzungsgeschwindigkeit. Die genannten stabilisierenden Prozesse werden aufgrund von thermisch-diffusiven Instabilitäten (siehe nächster Abschnitt) hervorgerufen. Eine Glättung der Flammenfront kann nur dann erfolgen, wenn die thermisch-diffusiven Instabilitäten der hydrodynamischen Instabilität entgegenwirken [118, 142].

### Thermisch-diffusive Instabilitäten

Thermisch-diffusive Instabilitäten werden durch Unterschiede der Temperaturleitfähigkeit/der Wärmediffusivität zur molekularen Diffusion/dem Diffusionskoeffizienten hervorgerufen. Mithilfe der Lewis-Zahl (Gleichung 2.22) kann der stabilisierende oder destabilisierende Einfluss der thermisch-diffusiven Instabilität bewertet werden. Die Lewis-Zahl  $Le$  stellt dabei die Geschwindigkeiten der Wärmediffusion und der Speziesdiffusion ins Verhältnis [141]. Sie ist definiert als der Quotient aus Temperaturleitfähigkeit  $\alpha$  (Beschreibung der Wärmediffusion) und Diffusionskoeffizient  $D$  (Beschreibung der Spezies- bzw.

Massendiffusion):

$$Le = \frac{\alpha}{D} \quad (2.22)$$

Mit Gleichung 2.4 für die Temperaturleitfähigkeit  $\alpha$  folgt für die Lewis-Zahl:

$$Le = \frac{\lambda}{D \cdot \rho \cdot c_p} \quad (2.23)$$

Die Geschwindigkeiten der Stoff- und Wärmediffusion beeinflussen die Ausbreitung der laminaren Flamme maßgeblich, somit stellt die Lewis-Zahl einen wichtigen Parameter bei der Beschreibung laminarer Flammen dar [135]. Da  $\rho \sim 1/T$ ,  $D \sim T^{1,7}$  und  $\lambda \sim T^{0,7}$  sind, verändert sich die Lewis-Zahl nur geringfügig über die Flamme hinweg [135].

Die thermisch-diffusive Instabilität kann lokale Veränderungen des Mischungsverhältnisses und der Reaktionsgeschwindigkeit hervor rufen. Diese Veränderungen können dann zu einer stärkeren Faltung/Wellung der Flammenfront führen.

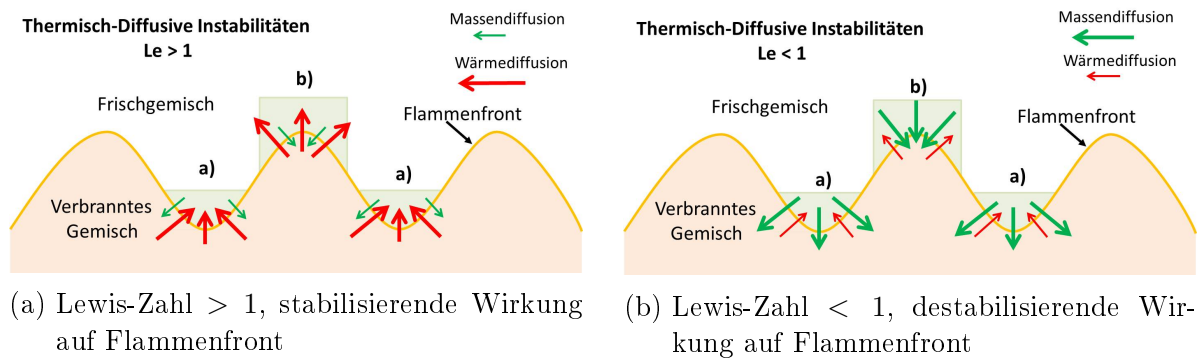


Abbildung 2.7.: Einfluss der thermisch-diffusiven Instabilität

Abbildung 2.7 zeigt den Einfluss der thermisch-diffusiven Instabilität auf die Flammenfront für den Fall von  $Le > 1$  (Abbildung 2.7a) und für den Fall von  $Le < 1$  (Abbildung 2.7b).

Wie bereits im vorhergehenden Abschnitt beschrieben, wirken thermisch-diffusive Instabilitäten im Falle einer Lewis-Zahl  $> 1$  stabilisierend auf die Flammenfront. In diesem Falle ist die Wärmediffusion/Temperaturleitfähigkeit größer als die Diffusivität/der Diffusionskoeffizient der beteiligten Reaktanden. Abbildung 2.7a veranschaulicht die stabilisierende Wirkung der erhöhten Temperaturleitfähigkeit. In dem Bereich der Flammenfront, der konkav zum unverbrannten Gemisch ist (Bereich a)), ergibt sich eine verstärkte Aufheizung des unverbrannten Gemischs. Dies führt dort zu einer lokalen Erhöhung der Flammengeschwindigkeit bzw. Reaktionsgeschwindigkeit. In der Folge schließt sich der konkave Bereich der Flamme und die Flamme wird geglättet.

Im konvexen Bereich der Flammenfront (Bereich b)) in Abbildung 2.7a) ergibt sich der umgekehrte Effekt: Die erhöhte Temperaturleitfähigkeit führt zu einer verstärkten Diffusion und Verteilung der Wärme in die umgrenzenden Bereiche mit Frischgemisch. Da die

## 2.1. Flammenausbreitung in Rohren und geschlossenen Volumina

Wärme hier auf einen größeren Bereich verteilt wird, ergibt sich eine geringere Vorheizung des unverbrannten Gemischs und damit eine lokale Reduktion der Flammengeschwindigkeit. Die Verringerung der Flammengeschwindigkeit im Bereich b) führt hierbei ebenfalls zu einer Dämpfung und Stabilisierung der gewellten Flamme.

Der gegenteilige Fall ergibt sich für eine Lewis-Zahl  $< 1$  (Abbildung 2.7b). In diesem Fall ist die Diffusion der Reaktanden/die Diffusivität gegenüber der Temperaturleitfähigkeit deutlich erhöht. Dies führt dazu, dass im konvexen Teil der Flamme (Bereich b)) aus einem größeren Bereich Reaktanden in die Flamme diffundieren. Infolgedessen kommt es dort zu einer lokalen Erhöhung der Flammengeschwindigkeit und der konvexe Teil der Flamme breitet sich mit einer erhöhten Geschwindigkeit aus. Dem gegenüber steht der konkave Bereich der Flamme, in Abbildung 2.7b mit a) markiert. Aufgrund des geringeren Volumens an Frischgemisch in diesem Bereich, ist die zur Verfügung stehende Menge an Reaktanden ebenfalls verringert. Die verfügbaren Reaktanden verteilen sich auf eine größere Fläche und es kommt zu einer lokalen Reduktion der Flammengeschwindigkeit. Somit verringert sich im konkaven Bereich die Flammengeschwindigkeit und die Welligkeit der Flamme wird weiter erhöht.

Thermisch-diffusive Instabilitäten verursachen chaotische Zellstrukturen auf der Flammenoberfläche und können zu Turbulenzen innerhalb der Flamme führen [142, 147].

### Instabilitäten durch Wechselwirkungen mit der Geometrie des Brennraums

Die Wärmefreisetzung bei der Ausbreitung einer Flamme verursacht akustische Wellen bzw. Druckwellen [148, 149]. Diese Wellen werden in geschlossenen Volumina an Wänden, Hindernissen oder Einbauten reflektiert und zur Flammenfront zurück geworfen [114, 118]. An der Flammenoberfläche kann es aufgrund einer lokalen Erhöhung von Druck und Temperatur durch die eintreffende Druckwelle zu einer Veränderung der Flammengeschwindigkeit kommen. Diese Veränderungen in der Flammengeschwindigkeit können Instabilitäten und Störungen der Flammenoberfläche hervorrufen. Weiterhin können, je nachdem in welchem Winkel die Druckwelle auf die Flammenfront auftrifft, Wirbel an der Flammenoberfläche erzeugt oder gedämpft werden [114]. Ein abschwächender oder verstärkender Effekt ergibt sich in Abhängigkeit vom Winkel des Dichtegradienten zum einfallenden Druckgradienten innerhalb des Mediums. Diese sogenannte Baroklinität bzw. barokline Schichtung im Fluid kann zu Rayleigh-Taylor Instabilitäten führen [150]. Im Allgemeinen führen einfallende Druckwellen zu einer Entstehung oder Verstärkung von Wirbeln und vergrößern damit die Zerklüftung der Flammenoberfläche [151].

Weiterhin beeinflussen Rayleigh-Taylor und Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten die Flammenausbreitung in Brennräumen mit Hindernissen und Begrenzungen. Wie oben beschrieben werden die Rayleigh-Taylor-Instabilitäten durch unterschiedliche Gasdichten vor und hinter der Flamme und einem zusätzlichen Druckgradienten erzeugt. Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten werden hingegen hervorgerufen, wenn es im Strömungsfeld in Bereichen

unterschiedlicher Dichte zu Scherströmungen kommt. Sowohl Kelvin-Helmholtz als auch Rayleigh-Taylor-Instabilitäten werden hervorgerufen, wenn die Flamme durch die Umströmung eines Hindernisses beschleunigt wird [118].

### 2.1.3. Turbulente, vorgemischte Flammen

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Flammenausbreitung sowie der Flammendurchschlag innerhalb geschlossener Versuchskammern untersucht. Hierbei folgt auf die Zündung eine laminare Ausbreitung der Flammenfront (siehe Kapitel 2.1.1). Während sich die Flamme durch den Brennraum bewegt, kommt es aufgrund von Wechselwirkungen mit der Geometrie, durch hydrodynamische Prozesse sowie durch thermisch-diffusive Vorgänge zur Ausbildung von Flammeninstabilitäten (siehe 2.1.2). Diese Instabilitäten bewirken eine Faltung und Zerklüftung der Flammenfront, wodurch sich die Oberfläche der Flammenfront vergrößert und sich somit die Umsetzungsrate an Frischgemisch pro Zeiteinheit erhöht. Die vergrößerte Umsetzungsgeschwindigkeit und die Expansion der heißen, verbrannten Gase hinter der Flammenfront bewirken eine Beschleunigung der Strömung innerhalb des geschlossenen Volumens. Da sich die Flamme mit der Strömung mitbewegt, kommt es zu einer Interaktion von Strömung und Flamme. Steigt die Strömungsgeschwindigkeit und damit die Reynoldszahl, so kommt es zum Umschlag von einer laminaren zur turbulenten Strömung und aufgrund der Wechselwirkung von Flamme und Strömung zu einer turbulenten Verbrennung.

Die meisten technisch relevanten Verbrennungsprozesse laufen unter dem Einfluss einer turbulenten Strömung ab. Hierbei kommt es zu einer zweiseitigen Wechselwirkung zwischen chemischer Reaktion und der Strömung sowie der Turbulenz [135]. Einerseits bewirkt die Turbulenz eine Vergrößerung der Flammenoberfläche und somit eine Erhöhung der Umsetzungsrate pro Zeit. Zusätzlich verursacht die Turbulenz eine Streckung der Flamme und sorgt für eine Aufweitung der Reaktionszone. In Abhängigkeit vom Ausmaß der Streckung kann dies die Umsetzungsrate erhöhen oder absenken. Andererseits beeinflusst die Verbrennung selbst die Strömung und die innerhalb der Strömung auftretende Turbulenz. So kann die freigesetzte Reaktionswärme und die damit einhergehende starke Beschleunigung des verbrannten Gases zusätzliche Turbulenz hervorrufen. Demgegenüber kann die erhöhte kinematische Viskosität des verbrannten, heißen Gases eine dämpfende Wirkung auf die Turbulenz im Strömungsfeld ausüben.

Im Falle einer turbulenten Strömung lässt sich die aktuelle Geschwindigkeit  $\vec{v}(x,y,z,t)$  als eine Überlagerung der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit  $\bar{\vec{v}}(x,y,z)$  und der turbulenten Schwankungen  $\vec{v}'(x,y,z,t)$  darstellen (sogenannter Reynolds-Ansatz) [152]:

$$\vec{v}(x,y,z,t) = \bar{\vec{v}}(x,y,z) + \vec{v}'(x,y,z,t) \quad (2.24)$$

## 2.1. Flammenausbreitung in Rohren und geschlossenen Volumina

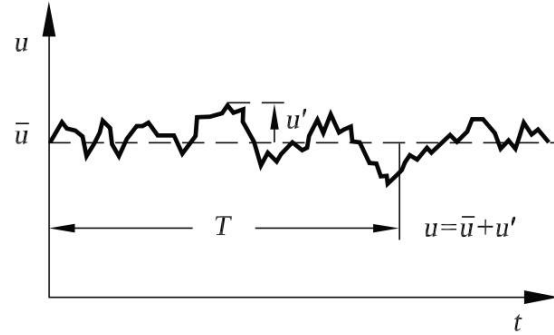


Abbildung 2.8.: Zerlegung der  $u$ -Komponente der Strömungsgeschwindigkeit in  $\bar{u}$  und  $u'$  (aus [152])

Abbildung 2.8 verdeutlicht am Beispiel der Geschwindigkeitskomponente  $u$  die Aufteilung der momentanen Geschwindigkeit  $u$  in  $\bar{u}$  und  $u'$ . Die mittlere Geschwindigkeit  $\bar{u}$  ergibt sich hierbei aus dem Integral der Geschwindigkeit über die Zeitspanne  $\tau_t$ . Wobei  $\tau_t$  so gewählt werden muss, dass allgemeine instationäre Vorgänge der Strömung abgebildet werden und nicht über ein zu großes Zeitintervall geglättet wird [152]:

$$\bar{u} = \frac{1}{\tau_t} \int_0^{\tau_t} u(x, y, z, t) dt \quad (2.25)$$

Zur Charakterisierung einer turbulenten Strömung wird der Turbulenzgrad/die Turbulenzintensität  $I$  herangezogen [135, 152]:

$$I = \frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}} \quad (2.26)$$

Die Wurzel des quadratischen Mittelwerts der Geschwindigkeitsfluktuationen  $\sqrt{u'^2}$  (engl. root mean square) kann geschrieben werden als  $u'_{rms}$  [153]:

$$\sqrt{u'^2} = u'_{rms} = \sqrt{\lim_{\tau_t \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau_t} \int_0^{\tau_t} u'^2 dt} \quad (2.27)$$

Die Turbulenzintensität bzw.  $u'_{rms}$  alleine liefern allerdings nur begrenzte Aussagen über den Ablauf einer turbulenten Verbrennung [135]. Eine wesentlich größere Rolle spielt die Verteilung der turbulenten kinetischen Energie  $k$  über die verschiedenen Längenskalen der im Strömungsfeld vorhandenen Wirbel. Die turbulenten Fluktuationen stehen hierbei in Verbindung mit verschiedenen Längenskalen, die von der größten Längenskala, der integralen Länge  $l_t$  bis hin zur kleinsten Skala, der Kolmogorov Länge  $\eta_k$  reichen. Je nach Längenskala der vorhandenen Wirbel, ergibt sich eine charakteristische Verteilung der turbulenten kinetischen Energie innerhalb des Strömungsfeldes. Exemplarische Verteilun-

gen für das auftretende Energiespektrum der Wirbel einer turbulenten Strömung sind beispielsweise in [153, 154] dargestellt.

### Einfluss der Turbulenz auf Flamme

Die laminare Flammengeschwindigkeit  $S_L$  stellt eine charakteristische, physikalisch-chemische und chemisch-kinetische Größe des verbrennenden Gemischs dar [155]. Demgegenüber ist die turbulente Flammengeschwindigkeit  $S_T$  ein Maß für die Massenumsetzungsrate an Frischgemisch pro Flächeneinheit, bezogen auf die Dichte des unverbrannten Gemischs. Die Massenumsetzungsrate kann dabei durch auftretende Turbulenzen innerhalb der Strömung stark erhöht werden, denn die turbulenten Schwankungen können zu einer deutlichen Vergrößerung der Flammenoberfläche führen. So verursachen kleine turbulente Geschwindigkeitsschwankungen zunächst eine Faltung bzw. Wellung der Flamme. Steigt die Intensität der Turbulenz hingegen weiter, so erhöht sich die Zerklüftung der Flammenfront, dies kann dazu führen, dass schließlich kleinste Wirbel in die Reaktionszone eindringen und diese die Flamme lokal oder global zum Verlöschen bringen.

Ein erster Ansatz zur Beschreibung der turbulenten Flammengeschwindigkeit entstand in den 1940er Jahren von Damköhler [156]. Er führt die erhöhte Umsetzungsgeschwindigkeit und Ausbreitungsgeschwindigkeit der turbulenten Flamme auf die Erhöhung der Flammenoberfläche zurück. Abbildung 2.9 verdeutlicht seinen Ansatz.

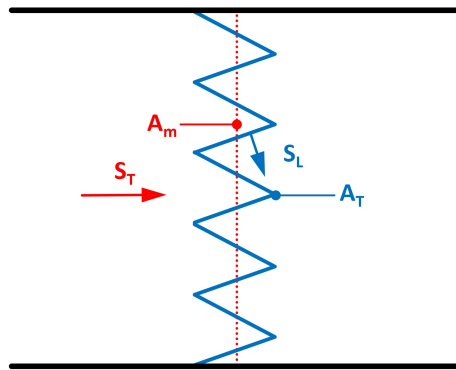


Abbildung 2.9.: Flammenfaltung aufgrund von Turbulenz und Erhöhung der Flammenoberfläche nach Damköhler

Die einzelnen Falten und Wellen der turbulenten Flamme breiten sich mit  $S_L$  aus, während sich die turbulente Flamme global betrachtet mit  $S_T$  ausbreitet.

Wird die Ausbreitung der Flamme nun über die turbulente Flammengeschwindigkeit  $S_T$  und eine mittlere Flammenfläche  $A_m$  beschrieben, so ergibt sich aufgrund der Massener-

## 2.1. Flammenausbreitung in Rohren und geschlossenen Volumina

haltung über die Flamme hinweg:

$$S_T \cdot A_m = S_L \cdot A_T \quad (2.28)$$

bzw.  $S_T$  zu:

$$S_T = S_L \cdot \frac{A_T}{A_m} \quad (2.29)$$

Zur Approximation der Flammenoberflächen schlug Damköhler folgenden Ansatz vor [141, 154–156]:

$$\frac{A_T}{A_m} = 1 + \frac{u'_{rms}}{S_L} \quad (2.30)$$

Somit folgt mit Gleichung 2.29:

$$S_T = S_L \cdot \left( 1 + \frac{u'_{rms}}{S_L} \right) \quad (2.31)$$

Damköhler leitete somit einen linearen Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeitsfluktuation  $u'_{rms}$  und der turbulenten Flammengeschwindigkeit  $S_T$  her. Der Ansatz von Damköhler wurde für eine Vielzahl von Verbrennungsproblemen angepasst oder erweitert. Detaillierte Informationen über die Wechselwirkung von Turbulenz und Flammen bzw. über die turbulente Flammengeschwindigkeit finden sich beispielsweise in [154, 157–159], wobei Burke et al. [160] sowie Lipatnikov und Chomiak [161] eine gute Übersicht über die verschiedenen Korrelationen zur turbulenten Flammengeschwindigkeit geben. In allgemeiner Form lässt sich die turbulente Flammengeschwindigkeit folgendermaßen darstellen [154]:

$$S_T = S_L \cdot \left[ 1 + C \cdot \left( \frac{u'_{rms}}{S_L} \right)^{n_t} \right] \quad (2.32)$$

Hierbei stellen  $C$  und  $n_t$  Konstanten des jeweiligen Modells dar, wobei  $n_t$  meist einen Wert um 0,7 annimmt [154]. Die verschiedenen Ansätze zur Beschreibung der turbulenten Flammengeschwindigkeit haben häufig einen eingeschränkten Gültigkeitsbereich (großskalige oder kleinskalige Turbulenz bzw. hohe oder niedrige Turbulenzintensität) und geben die realen Verläufe der turbulenten Flammengeschwindigkeit meist nur unzureichend wieder [155]. Abbildung 2.10 zeigt den typischen Verlauf der experimentell bestimmten, turbulenten Flammengeschwindigkeit  $S_T$  in Abhängigkeit des quadratischen Mittelwerts der turbulenten Geschwindigkeit  $u'_{rms}$ .

In technischen Systemen beträgt die turbulente Geschwindigkeitsschwankung  $u'_{rms}$  meist 10-20 % [153] bzw. 10-30% [163] der massengemittelten Geschwindigkeit. Die Turbulenz beeinflusst je nach Intensität und Energieinhalt der auftretenden Wirbel die Flamme auf verschiedene Arten. So führen zum einen kleinskalige, turbulente Wirbel zur Erhöhung des Wärme- und Stoffaustausch in der Nähe der Flammenfront und können so die Ausbreitungsgeschwindigkeit erhöhen. Weiterhin bewirken großskalige, turbulente Wirbel eine Vergrößerung der Flammenoberfläche und erhöhen so die Umsetzungsgeschwindigkeit.



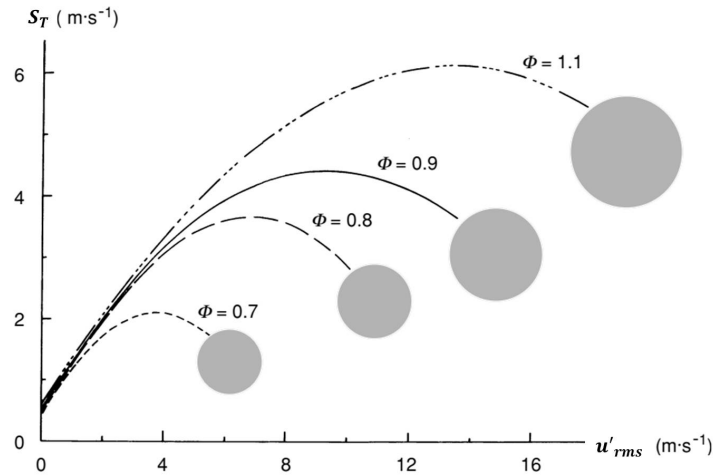


Abbildung 2.10.: Abhängigkeit der turbulenten Flammengeschwindigkeit ( $S_T$ ) vom quadratischen Mittelwert der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen ( $u'_{rms}$ ) für  $C_3H_6$ -Luft-Gemische mit verschiedenen Mischungsverhältnissen  $\Phi$ . Nach [162]

Weiterhin ergibt sich eine Streckung der Flamme aufgrund der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen. Im Allgemeinen kann je nach verwendetem Brennstoff-Oxidator-Gemisch, dem Mischungsverhältnis, der Initialtemperatur und dem vorliegenden Druck die Flammengeschwindigkeit mit zunehmender Flammenstreckung zu- oder abnehmen [142, 164–168]. Wird jedoch eine gewisse Streckung überschritten, so sinkt die Flammengeschwindigkeit. Die Flammenstreckung begrenzt so die Flammengeschwindigkeit nach oben und für ein gegebenes Verbrennungsproblem ergibt sich ein Maximum der turbulenten Flammengeschwindigkeit, bei dessen Überschreiten die Flammengeschwindigkeit wieder absinkt (siehe Abbildung 2.10). Bei einer ausreichend großen Streckung der Flamme aufgrund von Turbulenz kann es zur lokalen Auslöschung der Flamme oder der gesamten Flammenfront [141] kommen. Hierbei bewirken die zunehmenden Konzentrationsgradienten eine starke Erhöhung der Diffusion. Die erhöhte Diffusion führt schließlich dazu, dass die chemische Reaktion die Produkte und Reaktionswärme nicht so schnell nachliefern kann, wie sie durch Dissipation verteilt werden. In der Folge sinkt die Temperatur im Brennraum und die Reaktionsgeschwindigkeit nimmt ab. Wird eine bestimmte Temperaturgrenze unterschritten, sinkt die Reaktionsgeschwindigkeit so stark ab, dass die Flamme erlischt. Dieses Flammenlöschen geschieht innerhalb weniger Millisekunden [141] und führt zu einer schnellen Kontraktion des Gases innerhalb des Brennraumes. Diese schnelle Kontraktion verursacht Druck- bzw. Schallwellen und gilt als Ursache typischer Flammengeräusche.

Die Streckung der Flamme  $\kappa_s$  ist im Allgemeinen definiert über [135, 142]:

$$\kappa_s = \frac{1}{A_f} \frac{dA_f}{dt} \quad (2.33)$$

## 2.1. Flammenausbreitung in Rohren und geschlossenen Volumina

Wobei  $A_f$  die Flammenoberfläche und  $dA_f/dt$  die Änderung der Flammenoberfläche pro Zeitintervall beschreibt.

Abbildung 2.11 gibt den Verlauf des Quotienten aus turbulenter und laminarer Flammengeschwindigkeit  $S_T/S_L$  in Abhängigkeit von  $u'_{rms}/S_L$ , dem Quotienten aus der turbulenten Geschwindigkeitsschwankung  $u'_{rms}$  und der laminare Flammengeschwindigkeit  $S_L$  wieder.

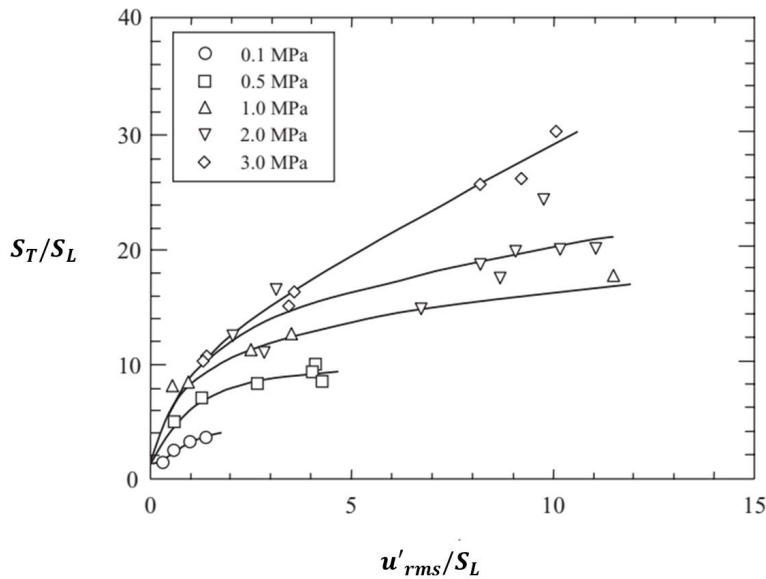


Abbildung 2.11.: Abhängigkeit der turbulenten Flammengeschwindigkeit  $S_T$  von der turbulenten Geschwindigkeitsschwankung  $u'_{rms}$ , bezogen auf die laminare Flammengeschwindigkeit  $S_L$  für magere ( $\Phi = 0,9$ )  $\text{CH}_4$ -Luft Gemische) [142, 169])

Abbildung 2.11 veranschaulicht, dass das Verhältnis von turbulenter Flammengeschwindigkeit zu laminarer Flammengeschwindigkeit  $S_T/S_L$  mit steigendem Druck und steigender Geschwindigkeitsschwankung  $u'_{rms}$  ansteigt. Bezogen auf die jeweilige laminare Flammengeschwindigkeit erlaubt ein höherer Druck somit größere turbulente Geschwindigkeitsschwankungen, bevor es zum Verlöschen der Flamme kommt. Weiterhin ergeben sich, wiederum bezogen auf die laminare Flammengeschwindigkeit, höhere turbulente Flammengeschwindigkeiten bei höheren Drücken. Werden hingegen die absoluten turbulenten Flammengeschwindigkeiten und die turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen direkt miteinander verglichen, so ergibt sich für erhöhte Drücke nur eine unwesentlich veränderte turbulente Flammengeschwindigkeit. Für verschiedene Druckbereiche liegen die absoluten turbulenten Flammengeschwindigkeiten eines bestimmten brennbaren Gemischs nahe beieinander und werden hauptsächlich durch die turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen beeinflusst [169].

#### 2.1.4. Der Übergang von der Deflagration zu Detonation (engl. Deflagration-to-detonation transition, DDT) und Detonationen

Bei der weiteren Ausbreitung einer turbulenten Flamme innerhalb eines geschlossenen oder halb offenen Rohres kann es zu einer starken Beschleunigung der Flamme und zum Übergang zur Detonation (engl. DDT, Deflagration-to-detonation transition) kommen.

Im Gegensatz zur Deflagration, bei der sich die Flamme im Allgemeinen mit einer Geschwindigkeit kleiner als die Schallgeschwindigkeit des unverbrannten Gemischs ausbreitet, bewegt sich die Detonation mit einem Vielfachen der Schallgeschwindigkeit fort [137, 155]. Weiterhin unterscheiden sich die Ausbreitungsmechanismen von Deflagration und Detonation. Eine Deflagrationswelle/Flammenfront propagiert in das unverbrannte Gemisch aufgrund von Wärmeleitung und der Diffusion von reaktiven Spezies. Hierbei läuft die chemische Reaktion bei annähernd konstantem Druck ab.

Demgegenüber ist die Ausbreitung einer Detonation an eine starke Stoßwelle gekoppelt. Die Stoßwelle läuft der Reaktionszone voraus und komprimiert das unverbrannte Gemisch sehr stark (adiabate Kompression), dies führt zu einer abrupten, intensiven Aufheizung des unverbrannten Gemischs. Aufgrund der nun vorherrschenden hohen Temperaturen und Drücke im unverbrannten Gemisch, kommt es zu einer schlagartigen Reaktion hinter der Stoßwelle. Die heftige Reaktion direkt hinter der Stoßwelle sorgt für eine ausreichend große Energiefreisetzung um die Stoßwelle aufrechtzuerhalten und weiter ins unverbrannte Gemisch propagieren zu lassen. Aufgrund der genannten Prozesse sind bei einer Detonation die Stoßwelle und die chemische Reaktion direkt miteinander gekoppelt [118]. Die Vorgänge, die von einer schnellen, turbulenten Deflagration zu einer Detonation führen (engl. Deflagration to Detonation transition, DDT) stellen komplexe Prozesse dar und sind Gegenstand vieler experimenteller und numerischer Untersuchungen [115, 118, 170–175]. Der Übergangsbereich wird dabei u.a. von sehr schnellen, turbulenten Flammen gekennzeichnet, die sich mit einer Geschwindigkeit nahe der Schallgeschwindigkeit des verbrannten Gemischs ausbreiten (meist 600-1000 m/s) [118].

Tabelle 2.1 vergleicht die charakteristischen, strömungsmechanischen und thermodynamischen Verhältnisse eines detonationsfähigen Gemischs nach und vor Eintreffen einer Deflagrationswelle/Flamme bzw. einer Detonation [176].

Im Rahmen der in dieser Arbeit beschriebenen Experimente wurden im Bereich vor der Flammensperre laminare und turbulente Flammen beobachtet, während sehr schnelle Flammen oder Detonationen in den als Flammensperren benutzten Kapillaren und nach dem Flammendurchschlag aufgetreten sind.

## 2.1. Flammenausbreitung in Rohren und geschlossenen Volumina

Verhältnis	Deflagration	Detonation
$S_L/a_u$ bzw. $v_{CJ}/a_u$	0,0001 - 0,03	5 - 10
$v_b/v_u$	4 - 16	0,4 - 0,7
$p_b/p_u$	0,98 - 0,976	13 - 55
$T_b/T_u$	4 - 16	8 - 21
$\rho_b/\rho_u$	0,06 - 0,25	1,4 - 2,6

Tabelle 2.1.: Verhältnis der Stoffdaten und Strömungsmechanischen Größen des verbrannten und unverbrannten Gases bei einer Deflagration und einer Detonation (aus [176])

### Beschleunigung der turbulenten Flamme und Übergang von der Deflagration zur Detonation (DDT)

Da die Flamme eine Diskontinuität der Dichte darstellt, erzeugt sie bei der Beschleunigung im Brennraum kontinuierlich Druckwellen. Mit zunehmender Flammenoberfläche wächst die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme aufgrund von Instabilitäten und der Turbulenz stetig. Mit dem Anstieg der Geschwindigkeit steigt auch die Stärke der ausgesandten Druckwellen. Die der Flamme vorauseilenden Druckwellen bewirken wiederum eine Aufheizung des unverbrannten Gemischs. Aufgrund der nun höheren Temperaturen im unverbrannten Gemisch, steigt die Flammengeschwindigkeit weiter. Die erhöhte Flammen- und Strömungsgeschwindigkeit verursacht zusätzliche Instabilitäten und Turbulenzen an der Flammenfront, die die Flammenoberfläche weiter vergrößern und für eine zusätzliche Verstärkung der Druckwellen sorgt. Da das unverbrannte Gemisch durch die Druckwellen bereits vorgeheizt wurde, ist die Schallgeschwindigkeit der später erzeugten Druckwellen höher. So können die später erzeugten Druckwellen die vorauslaufenden Druckwellen einholen. Die ausgesandten Druckwellen verstärken sich im Verlauf der Flammenausbreitung gegenseitig. Ist die Temperatur im unverbrannten Gemisch aufgrund der Kombination der genannten Effekte ausreichend angestiegen, so kommt es meist im Bereich der Grenzschicht (zusätzliche viskose Erwärmung aufgrund von Reibungseffekten) zur Selbstzündung des Frischgemischs vor der eigentlichen Flammenfront [118, 137].

Die Selbstzündungen erzeugen starke transversale Druckwellen, die sich kugelförmig um den Punkt der Zündung ausbreiten. Die transversalen Wellen verdichten das Gemisch weiter, interagieren mit der Flammenfront und der vorauseilenden Druckwelle. Wird die vorauslaufende Druckwelle nun ausreichend verstärkt, so entwickelt sich eine Stoßwelle, die das unverbrannte Gemisch so stark verdichtet, dass es direkt hinter dem Stoß zur che-

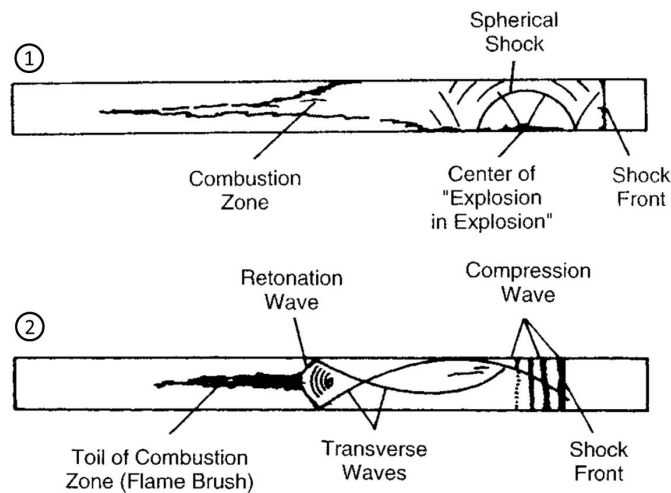


Abbildung 2.12.: Schematische Darstellung einer lokalen Explosion (1, oben), die Transversalwellen erzeugt (2, unten). Die Transversalwellen verstärken den vorauslaufenden Stoß und sorgen für die Bildung zusätzlicher Retonationswellen, die die turbulente Flamme beeinflussen (aus [137])

mischen Reaktion kommt. Die chemische Reaktion hinter dem Stoß sorgt dafür, dass die nun entstehende Detonationswelle aufrecht erhalten wird und sich in das unverbrannte Gemisch ausbreiten kann. Abbildung 2.12 zeigt schematisch den Übergang von der Deflagration zur Detonation. In der Darstellung kommt es zu einer lokalen Explosion in der Grenzschicht (1), die transversale Stoßwellen auslöst (2) und den vorauslaufenden Stoß (Shock Front) verstärkt.

Cicarelli und Dorofeev [118] unterscheiden im Allgemeinen zwei Prozesse, die eine Detonation einleiten:

- **Die Initiierung der Detonation durch eine Reflexion oder Fokussierung des vorauslaufenden Stoßes:** Hier kommt es zu einer direkten Initiierung der Detonation durch den Stoß, welcher durch die stark beschleunigte, turbulente Flamme initiiert wird. Wenn der vorauslaufende Stoß mit einer Wand oder Ecke interagiert und dort reflektiert oder abgelenkt wird, kann es dort zur Initiierung der Detonation kommen. Auch wenn die Flamme gegen eine Verengung, eine Blende oder eine konkave Wand läuft, kann es dort aufgrund der Stoß/Wand Interaktion zur Auslösung einer Detonation kommen.
- **Die Initiierung der Detonation durch Instabilitäten und Mischungsprozesse,** hierbei im Speziellen aufgrund von:
  - Instabilitäten an der Flammenfront

## 2.1. Flammenausbreitung in Rohren und geschlossenen Volumina

- Interaktionen der Flammenfront mit Druckwellen, einer anderen Flamme oder der Wand
- Explosion/Selbstzündung einer zuvor gelöschten Tasche mit brennbarem Gas
- Druck- und Temperaturfluktuationen in der Strömung und der Grenzschicht

Der Übergang von der Deflagration zur Detonation ist ein komplexer Vorgang, der verschiedene Ursachen haben kann. Aus diesem Grund existieren mehrere Theorien zur Entstehung von Detonationen. Eine der bekanntesten Theorien ist hierbei der SWACER (Shock Wave amplification by coherent energy release) oder Zeldovich-Gradienten-Mechanismus [118, 177]. Aufgrund der komplexen Vorgänge beim Übergang von der Deflagration zur Detonation ist die DDT bis heute Gegenstand zahlreicher Untersuchungen [137, 155, 171–173]. So führten Han et al. [173] numerische Simulationen der Flammenausbreitung eines Ethen-Sauerstoff-Gemischs durch. Die Simulationen umfassten dabei den gesamten Zeitraum der Flammenausbreitung, beginnend mit einer laminaren, planaren Flamme bis hin zum Auftreten einer Detonation. Hierbei wurde die Flammenausbreitung in rechteckigen Kanälen mit zwei unterschiedlich Höhen (Mikroskala: 0,22 mm,  $5 \cdot \delta_{f,d}$  und Makroskala: 12 mm,  $250 \cdot \delta_{f,d}$ ) simuliert. Die Prozesse, die bei dem mikroskaligen und dem makroskaligen Kanal zur DDT führen, unterscheiden sich dabei deutlich.

**Im Fall des makroskaligen Kanals (Höhe 12 mm,  $250 \cdot \delta_{f,d}$ ) durchläuft die Flamme dabei folgende Stadien [173]:**

Zunächst breitet sich eine laminare Flamme im Kanal aus. Die laminare Flamme entwickelt eine gekrümmte Flammenfront aufgrund von thermisch-diffusiven Instabilitäten und eine zellenförmige Flammenstruktur bildet sich aus. Die zellenförmige Struktur vergrößert die Flammenoberfläche und die Wärmefreisetzungsrate steigt deutlich an. Die Vergrößerung der Flammenoberfläche setzt nun einen sich selbst verstärkenden Prozess in Gang, die beschleunigte Flamme erzeugt zusätzliche Verdichtungswellen, die das unverbrannte Gemisch vorheizen und zu einer weiteren Beschleunigung der Flamme führen. Schließlich entsteht eine turbulente Flamme. Kurz nach dem Entstehen der turbulenten Flamme kommt es innerhalb der Grenzschicht zu einer sehr schnellen, turbulenten Flamme. Durch die viskose Aufheizung innerhalb der Grenzschicht, kann sich die Flamme in der vorgeheizten, turbulenten Grenzschicht schneller ausbreiten, als in der Kernströmung. Die Flamme in der Grenzschicht überholt nun die Flamme in der Kernströmung und die turbulente, sehr schnelle Grenzschichtflamme generiert weitere, stärkere Druckwellen. Somit erzeugt die schnelle Grenzschichtflamme transversale Druckwellen, die eine entscheidende Rolle bei der DDT spielen [137, 155, 172, 173]. Die transversalen Druckwellen lösen nun eine Vielzahl an lokalen Explosionen aus, die sich mit der vorauslaufenden Druckwellen vereinigen und so die Schockwelle bilden. Diese Schockwelle löst schließlich die Detonation aus.

**Innerhalb des mikroskaligen Kanals (Höhe 0,22 mm,  $5 \cdot \delta_{f,d}$ ) durchläuft die Flamme dagegen die folgenden Stadien [173]:**

Nach der Zündung wird die laminare Flamme durch den Reibungswiderstand der Wände stark beeinflusst und es entwickelt sich zügig eine stark gestreckte, fingerförmige Flamme. Mit der Entwicklung zur fingerförmigen Flamme nimmt die Flammenoberfläche und damit

die Umsetzungsgeschwindigkeit der Flamme stark zu. Die Vergrößerung der Flammenoberfläche führt zu einem exponentiellen Wachstum der Flammengeschwindigkeit. Durch die exponentielle Beschleunigung kommt es zur Bildung von Verdichtungsstellen, die das Frischgemisch vor der Flamme aufheizen. Die höhere Temperatur des Frischgemisches führt zu einer weiteren Steigerung der Flammengeschwindigkeit. Im nächsten Schritt bildet sich aufgrund von Reibungseffekten in der Grenzschicht und der Vorheizung durch die Druckwellen eine extrem schnelle Flamme (engl. ultra fast flame) innerhalb der Grenzschicht. Diese extrem schnelle Flamme erzeugt Druckwellen, die sich mit den vorauslaufenden Druckwellen vereinigen. Hierbei kommt es kurzzeitig zu Ausbreitungsgeschwindigkeiten, die über der Detonationsgeschwindigkeit (Chapman-Jouget oder kurz CJ-Geschwindigkeit) liegen. Die Geschwindigkeit fällt danach jedoch wieder auf einen Wert unterhalb der CJ-Geschwindigkeit ab, da die Reibungsverluste an den Wänden des Mikrokanals ein Geschwindigkeitsdefizit hervorrufen.

Die Grenzschicht und damit die Wandreibung spielt nach Han [173] eine große Rolle beim Übergang der Deflagration zur Detonation. Untersuchungen von Kuznetsov et al. [171] zeigen zusätzlich, dass die Dicke der turbulenten Grenzschicht ca. eine Größenordnung über der Detonationszellenbreite  $\lambda_D$  liegen muss, damit es zur Ausbildung einer Detonation kommen kann.

### Detonationen

Die grundlegenden Theorien zur Ausbreitung einer Detonation wurden zu Beginn des 20. Jahrhunderts von Chapman und Jouguet (sog. CJ-Modell) entwickelt und in den 1940er Jahren von Zeldovich, von Neumann und Döring (ZND-Modell) verfeinert [137, 155, 178]. Zur Herleitung der thermodynamischen Größen einer Detonation werden die Impuls-, Energie- und Massenerhaltungsgleichungen sowie die ideale Gasgleichung herangezogen. Aus den Erhaltungsgleichungen werden die Rankine-Hugoniot Beziehungen abgeleitet, anhand derer sowohl die Detonation von der Deflagration unterschieden werden kann, als auch die Bestimmung der Detonationsgeschwindigkeit möglich ist. Hierbei wird die Detonationswelle als eindimensional, stationär und planar angesehen. Zur vertieften Erläuterung der Hintergründe und Details sei hier auf die Bücher von Kuo [137], Glassmann [155] oder Lee [177] verwiesen. Obwohl die Detonation eine komplexe, dreidimensionale Struktur aufweist, lassen sich mithilfe der einfachen Theorien von Chapman und Jouguet Parameter wie die Detonations- oder CJ-Geschwindigkeit und die Detonationsdrücke mit hoher Genauigkeit bestimmen. Für die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Detonation ergibt sich:

$$v_{CJ} = \frac{\rho_b}{\rho_u} \cdot \sqrt{\kappa_b \cdot R_b \cdot T_b} = \frac{\rho_b}{\rho_u} \cdot \sqrt{\frac{\kappa_b \cdot R \cdot T_b}{M_b}} \quad (2.34)$$

Hier kennzeichnet  $v_{CJ}$  die CJ-Detonationsgeschwindigkeit,  $\rho_b$  und  $\rho_u$  stellen die Dichte des verbrannten bzw. des unverbrannten Gases da und  $\kappa_b$ ,  $R_b$  sowie  $T_b$  bezeichnen den

## 2.1. Flammenausbreitung in Rohren und geschlossenen Volumina

Isentropenexponenten, die spezifische Gaskonstante sowie die Temperatur des verbrannten Gemischs.

Unter Verwendung des idealen Gasgesetzes mit dem allgemeinen Zusammenhang zwischen Druck  $p$ , Dichte  $\rho$ , allgemeine Gaskonstante  $R$ , spezifischer Gaskonstante  $R_s$ , Masse  $m$ , Stoffmenge  $n$ , Molarer Masse  $M$  und der Temperatur  $T$ :

$$P \cdot V = n \cdot R \cdot T = \frac{m}{M} \cdot R \cdot T = m \cdot R_s \cdot T \longrightarrow \frac{P}{\rho} = R_s \cdot T \quad (2.35)$$

lässt sich die Geschwindigkeitsgleichung umschreiben zu:

$$v_{CJ}^2 \cdot \rho_u^2 = \kappa_b \cdot p_b \cdot \rho_b \quad (2.36)$$

Hierbei bezeichnet  $p_b$  den Druck im verbrannten Gemisch hinter der Detonation. Da die Dichte des verbrannten Gases  $\rho_b$  bei einer Detonation um den Faktor 1,5 bis 2,6 [137, 155] (siehe Tabelle 2.1) größer ist, als die des unverbrannten Gemischs  $\rho_u$ , ist die Detonationsgeschwindigkeit um diesen Faktor höher als die Schallgeschwindigkeit der verbrannten Gase.

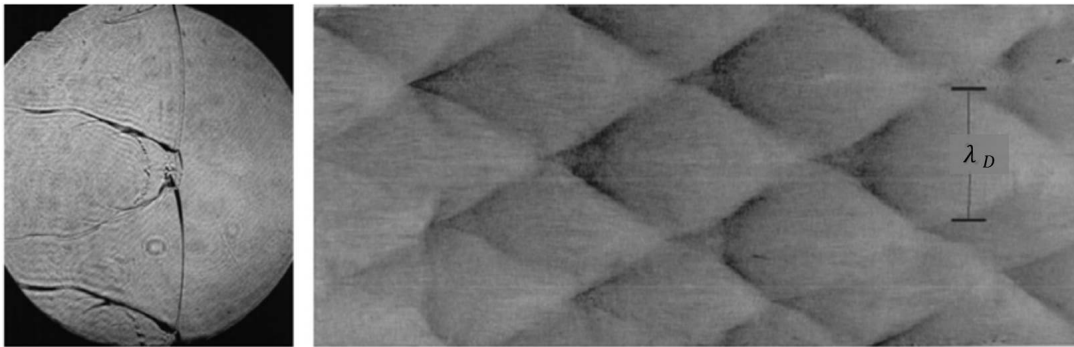


Abbildung 2.13.: Schlierenaufnahmen und korrespondierende Fotos der beruften Folien einer  $H_2 + O_2$  Detonation. Das Wasserstoff/Sauerstoff-Gemisch wurde hierbei mit 17 Teilen Argon verdünnt. Gut sichtbar ist die charakteristisch Breite  $\lambda_D$  einer Detonationszelle (aus [178, 179])

Charakteristische Merkmale einer Detonation sind die sogenannten Detonationszellen oder Detonationsrauten, die durch den Verlauf der Tripelpunkte innerhalb der Detonation erzeugt werden. Die Tripelpunkte markieren hierbei diejenigen Stellen, an denen die gekrümmten Stoßwellen der Detonation zusammenlaufen. Sichtbar gemacht werden können die Detonationszellen bspw. indem eine mit Ruß bedampfte Folie in das Rohr/den Brennraum eingebracht wird. Läuft die Detonation über die beruhte Schicht hinweg, so wird der Ruß an den Tripelpunkten abgetragen und es bildet sich auf der Folie das charakteristische Zellenmuster aus. Abbildung 2.13 zeigt das charakteristische Zellenmuster einer  $H_2 + O_2$  Detonation.

Die Breite einer Detonationszelle  $\lambda_D$  stellt ein charakteristisches Maß der Detonation dar.



Viele Parameter einer Detonation, wie die Induktionslänge oder der Durchmesser unterhalb welchem keine Detonation mehr propagieren kann, sind mit der Breite der Detonationszelle verknüpft [118, 155, 180].

## 2.2. Flammenrückschlag, Flammenlöschen (engl. flame quenching) und Sicherheitstechnik

Das  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Treibstoffgemisch wurde in zahlreichen Heißgasversuchen innerhalb eines experimentellen Triebwerks untersucht (siehe Anhang F). Ohne den Einsatz einer geeigneten Flammensperre kam es dabei häufig zu Flammenrückschlägen in die Treibstoffzuleitung der Brennkammer. Diese Flammenrückschläge traten nahezu ausschließlich bei der Zündung des Triebwerks auf und wurden umso wahrscheinlicher, je höher die Druckspitze bei der Zündung war. Aus diesem Grund wurde der Prozess der Zündung, Flammenausbreitung und des Flammendurchschlags auch innerhalb der Zündmessenstrecke näher untersucht. Zur späteren Diskussion der Versuchsergebnisse werden im folgenden Abschnitt die grundlegenden Prozesse beim Flammenrückschlag, beim Flammenlöschen sowie allgemeine Sicherheitskenngrößen und konventionelle Flammensperren beschrieben.

### 2.2.1. Mechanismen des Flammenrückschlags

Bei der Zündung des Versuchstriebwerks kam es häufig zu einem Flammenrückschlag über den Injektor hinweg in die Treibstoffzuleitung. Aus diesem Grund sollen die Mechanismen des Flammenrückschlags hier kurz dargestellt werden. Für eine vertiefende Darstellung der Prozesse sei auf die Arbeiten von Fritz [153] und Kröner [163] verwiesen.

Bei Betrachtung des Flammenrückschlags lassen sich die folgenden Mechanismen unterscheiden [153, 163]:

- **Flammenrückschlag in der Kernströmung:** Sinkt die Geschwindigkeit innerhalb der Kernströmung unter die laminare bzw. turbulente Flammengeschwindigkeit, so kann sich die Flamme innerhalb der Kernströmung stromauf bewegen. Die Flammengeschwindigkeit kann bspw. durch Inhomogenitäten innerhalb der Brennstoff/Oxidator-Mischung oder durch Änderungen der Betriebspunktes über die Strömungsgeschwindigkeit hinaus ansteigen. Häufig tritt diese Art des Flammenrückschlags beim Abschalten oder Zünden einer Brennkammer auf. So sinkt die Strömungsgeschwindigkeit beim Schließen der Oxidator- und Brennstoffzufuhr stark ab und die Flamme kann sich entgegen der Strömungsrichtung ausbreiten. Weiterhin kann ein sehr schneller, starker Druckanstieg bei der Zündung des Frischgemischs

zu Rückströmungen innerhalb der Kernschicht führen, sodass die Flamme mit der Strömung stromauf wandert.

- **Flammenrückschlag in der Wandgrenzschicht:** Bei diesem Mechanismus des Flammenrückschlags spielt das Verhältnis des Geschwindigkeitsgradienten zur laminaren Flammengeschwindigkeit und zum Löschabstand eine entscheidende Rolle. Diese Art des Flammenrückschlags tritt auf, wenn ein ausreichend flacher Geschwindigkeitsgradient innerhalb der Grenzschicht vorliegt, sodass die laminare Flammengeschwindigkeit in einem gewissen Bereich über der Strömungsgeschwindigkeit liegt. Ist dann der Löschabstand kleiner als der Bereich, in dem die laminare Flammengeschwindigkeit die Strömungsgeschwindigkeit übertrifft, kommt es zum Zurückwandern der Flamme innerhalb der Grenzschicht.
- **Flammenrückschlag durch Verbrennungsinstabilitäten und -schwingungen:** Aufgrund der Wechselwirkung zwischen Turbulenz, Wirbeln, akustischen Schwingungen und aufgrund von akustischen Wechselwirkungen innerhalb der Brennkammer, kann es zu lokalen Schwankungen der Wärmefreisetzung kommen. Die Schwankungen der Wärmefreisetzung führen zu Druckschwankungen, die ein Stromaufwandern der Flamme sowohl in der Kernströmung, als auch in der Grenzschicht ermöglichen. Ursachen für die Wechselwirkung sind bspw. angeregte Frequenzen im Bereich der Eigenfrequenzen des Verbrennungssystems, Instabilitäten in Drallströmungen, Verstärkungen von Geschwindigkeitsfluktuationen und selbsterregte Schwingungen durch die Turbulenz der Verbrennung.
- **Flammenrückschlag durch Wiederzündung an einer heißen Oberfläche:** Ankert die Flamme an einer Oberfläche des Brennraumes, so kann es zu einer starken Erhitzung der umgrenzenden Wände kommen. Befinden sich die Wände in Kontakt mit Frischgemisch, so können die hohen Temperaturen zu einer Zündung des unverbrannten Gemischs stromauf des eigentlichen Brennraums führen.
- **Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen:** Bei diesem Mechanismus kommt es aufgrund der Interaktion zwischen Strömungswirbeln und chemischer Reaktion zu einem Aufplatzen der vorhandenen Wirbel. Im weiteren Verlauf bildet sich ein Rückströmgebiet, das stromauf wandert. Die Flamme kann sich nun innerhalb des Rückströmgebietes ausbreiten und ebenfalls stromauf wandern. Dieser Mechanismus führt schließlich zum Flammenrückschlag [153].

In den Versuchen am Experimentaltriebwerk traten Flammenrückschläge hauptsächlich bei harten Zündungen, d.h. bei schnellen Druckanstiegen mit hohen Druckspitzen auf (siehe Kapitel 5). In diesen Fällen kann der starke Druckanstieg innerhalb der Brennkammer zu einem Zusammenbrechen der Strömung durch den Injektor führen und es kann zum Flammenrückschlag innerhalb der Kernströmung kommen.

### 2.2.2. Mechanismen des Flammenlöschens (engl. flame quenching) durch eine kalte Wand

Um die angesprochenen Flammenrückschläge beim Zünden des  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Experimentaltriebwerks zu vermeiden, wurde im Rahmen dieser Arbeit besonderes Augenmerk auf Injektoren und Flammensperren gelegt, die in der Lage sind, die zurückschlagende Flamme zu löschen. So soll ein sicherer Betrieb des Experimentaltriebwerks ermöglicht werden.

Aus diesem Grund sind in diesem Kapitel die grundlegenden Mechanismen des Flammenlöschens durch eine kalte Wand dargestellt. Im Allgemeinen führen zwei Mechanismen zum Löschen der heißen Flammenfront an einer kalten Wand: Zum einen führt der Wärmestrom in die Wand zu einer Reduktion der Flammentemperatur. Sinkt die Flammentemperatur dabei unter die Zündtemperatur des Gemischs, so erlischt die Flamme. Zum anderen wechselwirken die aktivierten Radikale der Reaktionszone (bspw.  $\text{OH}^*$  oder  $\text{CH}^*$ ) mit den kalten Wänden und geben Energie an diese ab. Durch diese Wechselwirkung rekombinieren die Radikale und ihre Anzahl verringert sich.

Liegt die Wandtemperatur unter ca.  $600^\circ\text{C}$ , so wird der Löschabstand hauptsächlich durch den Wärmestrom in die Wand bestimmt [135, 181–183]. Unter  $600^\circ\text{C}$  sinkt der Löschabstand mit steigender Wandtemperatur jedoch nur geringfügig, da die Temperaturdifferenz zwischen Wand und Flammenfront meist noch groß ist [135, 182]. Der Wärmestrom während des Löschvorgangs wird somit durch die steigende Wandtemperatur nur leicht reduziert.

Für den Bereich über  $600^\circ\text{C}$  zeigte sich anhand von Experimenten mit Methan/Luft Gemischen, dass die chemischen Wechselwirkungen der aktivierten Radikale mit den umgrenzenden Wänden eine wesentliche Rolle spielen [181, 182]. Aufgrund dieser Wechselwirkungen reduziert sich der Löschabstand bei Temperaturen über  $600^\circ\text{C}$  stark.

Im folgenden wird der Löschdurchmesser und die korrespondierenden Péclet-Zahlen anhand einer stationären, laminaren Flamme in einem zylindrischen Kanal abgeleitet. Die Herleitung orientiert sich dabei an den Analysen von Turns [140], Kuo [137], Ferguson und Keck [184] sowie Spalding [185].

Abbildung 2.14 zeigt die laminare Flamme innerhalb eines zylindrischen Rohres mit dem Durchmesser  $d_q$ . Die Flamme bewegt sich innerhalb des Kanals von links nach rechts mit der laminaren Flammengeschwindigkeit  $S_L$ . Das unverbrannte Gemisch hat die Dichte  $\rho_u$ , die Temperatur  $T_u$  und den Druck  $p_u$ , während die Flamme und das heiße Gas die Temperatur  $T_b$  aufweisen.

Die umgebenden Wände befinden sich bei der Temperatur  $T_w$ . Weiterhin weist die Flamme die Dicke  $\delta_{f,d}$  auf, bei der Reaktion wird die Wärme  $\dot{Q}_{\text{reakt}}$  frei und die von der Flamme in die Wand abgeführte Wärme ist  $\dot{Q}_{ab}$ .

Damit es zum Löschen der Flamme im Kanal kommt, muss die Temperatur der Flamme die Zündtemperatur  $T_i$  des Gemischs (siehe Abbildung 2.4) unterschreiten. Fällt die Flammentemperatur aufgrund der Wärmeabfuhr  $\dot{Q}_{ab}$  in die umgebenden Wände unter die Zündtemperatur, so kommt die Kettenreaktion in der Flammenfront zum Erliegen und die

## 2.2. Flammenrückschlag, Flammenlöschen (engl. flame quenching) und Sicherheitstechnik

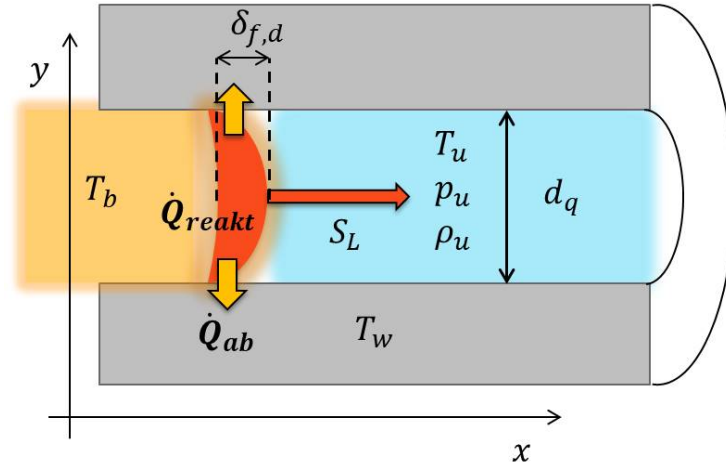


Abbildung 2.14.: Schematische Darstellung der Flammenausbreitung innerhalb eines zylindrischen Rohres mit dem Durchmesser  $d_q$

Flamme erlischt. Für den Fall des Flammenlöschens muss somit  $T_b = T_i$  gelten.

Die notwendige Wärmeabfuhr zum Löschen der Flamme lässt sich mithilfe eines Faktors  $C_1$  und den beiden Wärmen  $\dot{Q}_{ab,löschen}$  und  $\dot{Q}_{reakt}$  beschreiben:

$$\dot{Q}_{ab,löschen} = \frac{\dot{Q}_{reakt}}{C_1} \quad (2.37)$$

Die Konstante  $C_1$  ist hierbei so gewählt, dass die Wärmeabfuhr  $\dot{Q}_{ab,löschen}$  gerade ausreicht um die Flamme zu löschen. Der Wärmestrom von der Flammenfront durch das unverbrannte Gas zur Wand lässt sich mithilfe des Fourierschen Gesetzes schreiben als:

$$\dot{Q}_{ab} = \lambda_u \cdot A_{f,w} \cdot \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{Im Gas} \quad (2.38)$$

Hierbei kennzeichnet  $\lambda_u$  die Wärmeleitfähigkeit des unverbrannten Gases,  $A_{f,w}$  die an die Wand grenzende Flammenfläche und  $\frac{\partial T}{\partial y}$  stellt den Temperaturgradienten im Gas zur Wand hin dar.

Die Mantelfläche der Flammenfront setzt sich weiterhin zusammen aus der Mantellinie der Flamme  $\pi \cdot d_q$  und der Flammendicke  $\delta_{f,d}$ :

$$A_{f,w} = \pi \cdot d_q \cdot \delta_{f,d} \quad (2.39)$$

Der Gradient der Temperatur in y-Richtung wird durch einen linearen Verlauf approximiert und ergibt sich aus der Temperatur der Flamme beim Löschen  $T_i$ , der Temperatur an der Wand  $T_w$  sowie der Entfernung zwischen  $T_i$  und  $T_w$  ( $d_q/2$ ):

$$\left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{Im Gas} = \frac{T_i - T_w}{\frac{d_q}{2}} \quad (2.40)$$

## Kapitel 2. Grundlagen und Theorie

Nach Einsetzen von Gleichung 2.39 und 2.40 in Gleichung 2.38 ergibt sich:

$$\dot{Q}_{ab} = \lambda_u \cdot \pi \cdot d_q \cdot \delta_{f,d} \cdot \frac{T_i - T_w}{\frac{d_q}{2}} = 2 \cdot \lambda_u \cdot \pi \cdot \delta_{f,d} \cdot (T_i - T_w) \quad (2.41)$$

Im nächsten Schritt lässt sich  $\dot{Q}_{reakt}$  aus Gleichung 2.37 als Produkt des Massenstroms und der Reaktionsenthalpie  $\Delta h_{reakt}$  ausdrücken.  $\dot{m}_u$  stellt hierbei den Massenstrom an unverbranntem Gemisch dar, der pro Sekunde umgesetzt wird.

$$\dot{Q}_{reakt} = \dot{m}_u \cdot \Delta h_{reakt} \quad (2.42)$$

Die Flammenfront mit der Flammenfläche  $A_{f,d}$  verzehrt das unverbrannte Gemisch der Dichte  $\rho_u$  mit der laminaren Flammgeschwindigkeit  $S_L$ :

$$\dot{m}_u = \rho_u \cdot S_L \cdot A_{f,d} \quad (2.43)$$

Die Fläche der Flammenfront ergibt sich dabei zu:

$$A_{f,d} = \frac{\pi}{4} \cdot d_q^2 \quad (2.44)$$

Im nächsten Schritt lässt sich die frei werdende Reaktionsenthalpie  $\Delta h_{reakt}$  ausdrücken als das Produkt aus der spezifischen Wärmekapazität bei konstantem Druck  $c_{p,u}$  und der Temperaturdifferenz zwischen unverbranntem und verbranntem Gemisch beim Flammenlöschen  $T_i - T_u$ :

$$\Delta h_{reakt} = c_{p,u} \cdot (T_i - T_u) \quad (2.45)$$

Werden nun die Gleichungen 2.45, 2.44 und 2.43 in die Gleichung für die frei werdende Reaktionswärme 2.42 eingesetzt, so ergibt sich:

$$\dot{Q}_{reakt} = \rho_u \cdot S_L \cdot \frac{\pi}{4} \cdot d_q^2 \cdot c_{p,u} \cdot (T_i - T_u) \quad (2.46)$$

Im nächsten Schritt werden Gleichung 2.46 und Gleichung 2.41 in die oben genannte Bedingung 2.37 für das Flammenlöschen eingesetzt. Damit folgt:

$$2 \cdot \lambda_u \cdot \pi \cdot \delta_{f,d} \cdot (T_i - T_w) = \frac{\rho_u \cdot S_L \cdot \frac{\pi}{4} \cdot d_q^2 \cdot c_{p,u} \cdot (T_i - T_u)}{C_1} \quad (2.47)$$

Nach Einsetzen des Zusammenhangs für die Flammendicke  $\delta_{f,d} = \frac{\lambda_u}{\rho_u \cdot c_{p,u} \cdot S_L}$  (Gleichung 2.3) ergibt sich für den Lösch- bzw. Quenchingdurchmesser  $d_q$ :

$$d_q = \frac{\lambda_u}{\rho_u \cdot S_L \cdot c_{p,u}} \cdot \sqrt{8 \cdot C_1} \cdot \sqrt{\frac{T_i - T_w}{T_i - T_u}} \quad (2.48)$$

Unter der Annahme, dass die Wandtemperatur  $T_w$  der Temperatur des unverbrannten

## 2.2. Flammenrückschlag, Flammenlöschen (engl. flame quenching) und Sicherheitstechnik

Gemischs  $T_u$  entspricht (d.h.  $T_w = T_u$ ) und mithilfe der Temperaturleitfähigkeit  $\alpha_u = \frac{\lambda_u}{\rho_u \cdot c_{p,u}}$  (Gleichung 2.4) folgt weiter:

$$d_q = \frac{\lambda_u}{\rho_u \cdot S_L \cdot c_{p,u}} \cdot \sqrt{8 \cdot C_1} = \frac{\alpha_u}{S_L} \cdot \sqrt{8 \cdot C_1} \quad (2.49)$$

Somit lässt sich der Löschdurchmesser  $d_q$  mithilfe der Wärmeleitfähigkeit des unverbrannten Gemischs  $\lambda_u$ , der Dichte des unverbrannten Gemischs  $\rho_u$ , der laminaren Flammengeschwindigkeit  $S_L$ , der spezifischen Wärmekapazität  $c_{p,u}$  und einer Konstanten  $\sqrt{8 \cdot C_1}$  bestimmen.

Bei der Umstellung von Gleichung 2.49 nach der Konstanten  $\sqrt{8 \cdot C_1}$ , zeigt sich, dass die Konstante das Verhältnis zwischen den advektiven Flüssen (Transport durch eine Strömung) und den diffusiven Flüssen (Transport durch Diffusion) darstellt.

Folglich lässt sich die Konstante  $\sqrt{8 \cdot C_1}$  zu einer kritischen Péclet-Zahl  $Pe_{krit}$  zusammenfassen, die markiert ab wann es zum Flammenlöschen kommt:

$$Pe_{krit} = \frac{\rho_u \cdot S_L \cdot c_{p,u} \cdot d_q}{\lambda_u} = \frac{S_L \cdot d_q}{\alpha_u} \quad (2.50)$$

Für den Löschdurchmesser  $d_q$  folgt daraus:

$$d_q = \frac{\lambda_u}{\rho_u \cdot S_L \cdot c_{p,u}} \cdot Pe_{krit} = \frac{\alpha_u}{S_L} \cdot Pe_{krit} \quad (2.51)$$

Wird nun wieder die Flammendicke  $\delta_{f,d} = \frac{\alpha_u}{S_L}$  nach Gleichung 2.5 verwendet, so ergibt sich ein einfacher Zusammenhang zwischen dem Löschdurchmesser und der Dicke der Flamme:

$$d_q = \delta_{f,d} \cdot Pe_{krit} \quad (2.52)$$

Damit stellt die Péclet-Zahl  $Pe$  einen dimensionslosen Vorfaktor dar, der die Flammendicke direkt mit dem Löschdurchmesser verknüpft. Somit kann die Péclet-Zahl auch als dimensionsloser Wandabstand angesehen werden [186].

Damit es zum Flammenlöschen kommt, muss die für den jeweiligen Fall erhaltene Péclet-Zahl  $Pe_{loesch}$  kleiner oder gleich der kritischen Péclet-Zahl  $Pe_{krit}$  sein. Ist die vorliegende Péclet-Zahl größer als die kritische Péclet-Zahl, so kommt es nicht zum Flammenlöschen an der Wand oder im Kanal. Bei der Betrachtung einer Flammensperre ergibt sich damit bei  $Pe_{Durchschlag} > Pe_{krit}$  ein Flammendurchschlag. Somit kennzeichnet die kritische Péclet-Zahl  $Pe_{krit}$  den Punkt, an dem die Flamme gerade noch gelöscht wird.:

$$Pe_{loesch} \leq Pe_{krit} < Pe_{Durchschlag} \quad (2.53)$$

Für die kritische Péclet-Zahl  $Pe_{krit}$  ergibt sich je nach vorgegebenen Strömungsfall ein konstanter Wert [137, 140, 184, 185, 187, 188]. Das heißt,  $Pe_{krit}$  ist unabhängig von den Stoffeigenschaften des umgesetzten Gemischs sowie vom vorliegenden Druck und der Temperatur. Somit stellt die kritische Péclet-Zahl eine dimensionslose Größe dar, mit der sich

für ein gegebenes Gemisch bei bekannten Stoffgrößen bestimmten lässt, welchen Wert der Löschdurchmesser  $d_q$  maximal annehmen darf, um die Flamme zu löschen.

Für den Fall der Flammenausbreitung in einem zylindrischen Kanal ergeben sich kritische Péclet-Zahlen zwischen 50 und 65 [135, 140, 185, 187–189]. In Anhang C sind die kritischen Péclet-Zahlen für weitere Geometrien und Strömungsfälle dargestellt.

Bei den Untersuchungen zum Flammenlöschen wird der Einfluss der Wärmeleitung durch Strahlung im Allgemeinen vernachlässigt, da die abgestrahlten Wärmemengen im Verhältnis zu den Wandwärmeströmen während des Löschvorgangs meist klein sind [135]. Während des Flammenlöschens kommt es für sehr kurze Zeiträume zu hohen Wärmeströmen in die Wand. So liegen typische Wärmeströme für Kohlenwasserstoff-Luft Flammen bei atmosphärischem Druck in der Größenordnung von  $1 \text{ MW/m}^2$  [135]. Bei der Verbrennung von Wasserstoff und Sauerstoff unter hohem Druck können jedoch Werte von bis zu  $500 \text{ MW/m}^2$  erreicht werden [135]. Da diese hohen Wärmeströme allerdings nur für sehr kurze Zeitspannen auftreten (meist nur wenige  $ms$ ), beeinflussen sie den mittleren Wärmestrom während eines Verbrennungsprozesses kaum.

Poinsot und Veynante [135] nutzen als Vergleichsfaktor zur Analyse der auftretenden, maximalen Wärmeströme und der Löschatstände den skalierten, dimensionslosen Wandwärmestrom ( $\dot{q}_{skal}$ ). Dieser setzt sich zusammen aus dem spezifischen Wandwärmestrom  $\dot{q}_{ab}$  in  $[W/m^2]$ :

$$\dot{q}_{ab} = \lambda_u \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{Im Gas} = \lambda_u \cdot \frac{T_b - T_w}{l_q} \quad (2.54)$$

und der bei sogenannten Flammenenergie (engl. flame power)  $\dot{q}_{reakt}$ :

$$\dot{q}_{reakt} = \rho_u \cdot S_L \cdot c_{p,u} \cdot (T_b - T_u) \quad (2.55)$$

Mit Gleichung 2.54 und 2.55 ergibt sich der dimensionslose, spezifische Wandwärmestrom zu:

$$\dot{q}_{skal} = \frac{\dot{q}_{ab}}{\dot{q}_{reakt}} = \frac{\lambda_u \cdot \frac{T_b - T_w}{l_q}}{\rho_u \cdot S_L \cdot c_{p,u} \cdot (T_b - T_u)} \quad (2.56)$$

Da zur Berechnung die spezifischen Wärmeströme verwendet wurden, ist hierbei der Einfluss der Geometrie (Flammen- zu Wandoberfläche) nicht berücksichtigt. Wird anstelle des verallgemeinerten Löschatstandes  $l_q$  die Hälfte des Löschdurchmessers ( $d_q/2$ ) eingesetzt (siehe Gleichung 2.40) und  $T_w$  mit  $T_u$  gleichgesetzt, so entspricht der dimensionslose Wandwärmestrom dem Kehrwert der oben abgeleiteten Péclet-Zahl:

$$\dot{q}_{skal} = \frac{\dot{q}_{ab}}{\dot{q}_{reakt}} = \frac{T_b - T_w}{T_b - T_u} \cdot \frac{1}{Pe_{krit}} = \frac{1}{Pe_{krit}} \quad (2.57)$$

## Löschabstände bei turbulenter Verbrennung

Die kritischen Péclet-Zahlen wurden unter der Annahme einer laminaren Flamme hergeleitet. Die deutliche Mehrheit der technischen Verbrennungsprozesse kennzeichnet sich jedoch durch eine turbulente Verbrennung (siehe Abschnitt 2.1.3). Aus diesem Grund existieren eine Vielzahl an Untersuchungen, um die Löschabstände, die dimensionslosen Wärmeströme und die kritischen Péclet-Zahlen zwischen laminaren und turbulenten Verbrennungsprozessen zu vergleichen. Die Interaktion zwischen turbulenten Flammen und Wänden verbleibt bis heute ein komplexes Gebiet der Verbrennungsforschung [135].

So führten Sellmann et al. [190] numerische Simulationen durch, um die Interaktion zwischen einer turbulenten Flamme und der Wand beim head-on-quenching (Flamme trifft senkrecht auf eine Wand, siehe C) zu modellieren. Hierbei verglichen sie ein numerisches Verfahren, das für RANS Simulationen verwendet wird, mit direkten numerischen Simulationen der Flammeninteraktion mit der Wand. Sie stellten fest, dass die RANS Modellierung das Flammenlöschen an der Wand nicht exakt vorhersagen kann und schlugen Modifikationen bei der Modellierung der Wand-Flamme Interaktion vor.

Lai und Chakraborty [191] untersuchten den Einfluss der Lewis-Zahl auf die Péclet-Zahlen bei turbulenten und laminaren Flammen. Sie stellten fest, dass sich die Péclet-Zahlen im laminaren und im turbulenten Fall für Lewis-Zahlen von 1 und 1,2 kaum unterscheiden. Dagegen sind die Péclet-Zahlen bei einer Lewis-Zahl von 0,8 im turbulenten Fall kleiner als im laminaren Fall.

Alshalaan und Rutlan [192] führten ebenfalls direkte numerisch Simulationen der Interaktion einer turbulenten Flamme mit Wänden durch. Sie erhielten maximale Wärmestromwerte, die um das 1,25 bis 1,4-fache höher als die Wärmestromwerte im laminaren Fall lagen. Damit sind nach Gleichung 2.57 die kritischen Péclet-Zahlen einer turbulenten Verbrennung um ca. 20-30 % kleiner als im laminaren Fall.

Dagegen fanden Gruber et al. [193] in numerischen Simulationen einer turbulenten Flamme heraus, dass die Wärmeströme und Löschabstände der turbulenten und der laminaren Flamme vergleichbar sind. Sie stellten nur kleine Abweichungen zwischen dem Löschabstand der laminaren und der turbulenten Flamme fest. Bei den Untersuchungen von Gruber et al. war der maximale Wärmestrom im turbulenten Fall hierbei um den Faktor 1,14 größer als der laminare Wärmestrom während des Flammenlöschens. Dies führt zu Abweichungen zwischen der laminaren und turbulenten Péclet-Zahl von ca. 12 % bezogen auf die laminare Péclet-Zahl.

Simulationen von Bruneaux [194] zeigten dagegen, dass der Wärmestrom im turbulenten Fall doppelt so groß werden kann, wie im laminaren Fall und mit der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuation skaliert. Bei seinen Untersuchungen des head-on-quenchings sinkt die kritische Péclet-Zahl von 3,68 bzw. 3,3 im laminaren Fall auf knapp 2 im turbulenten Fall. Poinso [195] fand in direkten numerischen Simulationen heraus, dass kein großer Unterschied der maximalen Wärmeströme und damit der Péclet-Zahlen im laminaren und turbulenten Fall vorhanden ist.



Aufgrund der oben genannten Untersuchungen wurde im Rahmen dieser Arbeit davon ausgegangen, dass die Péclet-Zahlen für laminares und turbulentes Flammenlöschen vergleichbar sind. Wahrscheinlich liegen die kritischen Péclet-Zahlen für eine turbulente Verbrennung etwas unter denjenigen für den laminaren Fall. Nichtsdestotrotz lässt sich mithilfe der kritischen Péclet-Zahl für den laminaren Fall ebenfalls eine Aussage über den Löschabstand bei einer turbulenten Flamme treffen.

### **Einfluss des Wandmaterials und der Wandtemperatur auf den Löschabstand**

Neben der Geometrie beeinflusst die Wandtemperatur und das Wandmaterial den Löschabstand ebenfalls. Nach Gleichung 2.48 sinkt der Löschabstand mit der Wurzel der Wandtemperatur. Da die Wandtemperatur verglichen mit der Flammentemperatur des  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$  Gemischs um ca. den Faktor 10 kleiner ist, sollte ein Anstieg der Wandtemperatur um mehrere  $100^\circ\text{C}$  nur einen geringen Einfluss auf den Löschabstand haben. Zum Einfluss der Temperatur und des Wandmaterials auf den Löschabstand fanden ebenfalls zahlreiche Untersuchungen statt.

So untersuchten Miesse et al. [183] den Einfluss der Wandtemperatur auf den Löschabstand bei Edelstahl, Quarz, Aluminiumoxid und Cordierit. Sie zeigten, dass das Wandmaterial bei einer Temperatur von  $227^\circ\text{C}$  keinen Einfluss auf den Löschabstand hat und sich dieser nur aufgrund der steigenden Wandtemperatur reduziert. Dagegen ergab sich bei Temperaturen um  $1000^\circ\text{C}$  ein deutlicher Einfluss des verwendeten Wandmaterials.

Saiki und Suzuki [181] führten numerische und experimentelle Untersuchungen mit Platin, Quarz, Aluminiumoxid und Chrom als Wandmaterial durch. Sie bestätigten die Ergebnisse von Miesse [183] und fanden heraus, dass das Wandmaterial im Temperaturbereich unter  $600^\circ\text{C}$  keinen Einfluss auf den Löschabstand hat. In diesem Temperaturbereich dominieren thermische Effekte, die Wechselwirkungen der Radikale (hier  $\text{OH}^*$ ) mit der Wandoberfläche spielen eine untergeordnete Rolle. Für Temperaturen über  $600^\circ\text{C}$  nimmt dagegen der Einfluss des Materials auf die Deaktivierung von  $\text{OH}^*$ -Radikalen zu. Sie konnten zeigen, dass der Löschabstand für Materialien, die  $\text{OH}^*$  Radikale deaktivieren, größer ist als für Materialien, die die  $\text{OH}^*$  Radikale nicht deaktivieren.

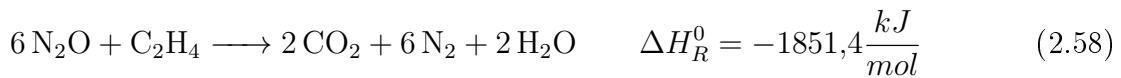
Bai et al. [196] beleuchteten in numerischen Simulationen sowohl den Prozess des thermischen Flammenlöschens als auch den Einfluss des Radikal-Quenchings. Mit steigender Wandtemperatur gewinnt das Radikal-Quenching gegenüber dem thermischen Flammenlöschen an Einfluss. Bai et al bestätigten damit die Untersuchungen von Saiki und Suzuki [181] im Hinblick auf den Einfluss der Radikal-Deaktivierung an der Wand mit steigender Temperatur.

Häber und Suntz [197] fanden bei Untersuchungen zum Side-Wall-Quenching (Flamme bewegt sich entlang einer Wand, siehe Anhang C) heraus, dass das eingesetzte Wandmaterial und eine aufgebrauchte Beschichtung den Löschabstand nur geringfügig beeinflussen. So führt das Auftragen von thermischen Schutzschichten aus Ruß, Zirkonoxid und Titan-dioxid nur zu einer geringen Reduktion des Löschabstandes. Sie bestätigen weiterhin, dass

eine bessere Wärmeleitfähigkeit des Wandmaterials keinen Einfluss auf den Löschabstand hat.

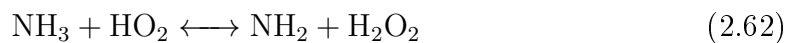
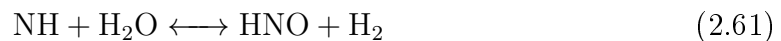
### 2.2.3. Eingesetztes Reaktionsmodell zur Berechnung der Flammengrößen des $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemischs

Die Reaktion des in dieser Arbeit untersuchten Treibstoffgemischs aus Distickstoffmonoxid ( $\text{N}_2\text{O}$ ) und Ethen ( $\text{C}_2\text{H}_4$ ) lässt sich anhand der folgenden Globalreaktion beschreiben [198]:



Da die Globalreaktion nur eine sehr stark vereinfachte Darstellung der ablaufenden chemisch-kinetischen Prozesse darstellt, wurde für die Berechnung der laminaren Flammengeschwindigkeit  $S_L$  bzw. der laminaren Flammendicke ( $\delta_{f,d}$  oder  $\delta_{f,t}$ ) ein optimierter Reaktionsmechanismus von Naumann etl. al. [199, 200] verwendet. Als Basis für den optimierten und reduzierten Reaktionsmechanismus diente der GRI 3.0 Mechanismus [201]. Da sich jedoch deutliche Unterschiede zwischen der gemessenen und der berechneten laminaren Flammengeschwindigkeit und den Zündverzugszeiten ergaben, passten Naumann et al. [199] die folgenden Parameter an:

- Der Mechanismus wurde mit Hinblick auf die angeregten Spezies  $\text{OH}^*$  und  $\text{CH}^*$  erweitert
- Die Stoßeffizienzen von  $\text{C}_2\text{H}_4$  wurden mit denjenigen von  $\text{C}_2\text{H}_6$  gleichgesetzt, der Kollisions-Verstärkungs-Faktor von  $\text{N}_2\text{O}$  wurde mit dem von  $\text{CO}_2$  gleichgesetzt
- Die folgenden, von Powell [202] vorgeschlagenen, Reaktionen wurden hinzugefügt:



- Hochtemperatur-Dissoziationsreaktionen für  $\text{N}_2$ ,  $\text{NO}$  und  $\text{CO}$  wurden ergänzt

Mithilfe der genannten Anpassungen sowie einer Optimierung und Reduzierung mit dem linearen Transformationsmodell (linTM) [203] konnten die experimentell gemessenen Zündverzugszeiten und laminaren Flammengeschwindigkeiten in guter Übereinstimmung abgebildet werden. Der reduzierte Mechanismus umfasst 22 Spezies und 61 Elementarreaktionen [112] und wurde im Rahmen des Future Fuels Projektes durch das DLR Institut für

Verbrennungstechnik (DLR-VT) in Stuttgart abgeleitet. Die in dieser Arbeit verwendeten Reaktionsparameter wie laminare Flammengeschwindigkeit und Flammendicken wurden anhand des genannten Reaktionsmechanismus mit Cantera [204] berechnet.

In Kapitel E des Anhangs ist dargestellt, wie der Druck, die Temperatur und das Mischungsverhältnis des Frischgemischs die laminare Flammengeschwindigkeit und den Löschdurchmesser beeinflussen. Anhand der Reaktionsmechanismen [199] und der Gasdaten aus Refprop [110] konnten so die allgemeinen Zusammenhänge aus Abschnitt 2.1.1 und 2.2.2 veranschaulicht und bestätigt werden.

### 2.2.4. Sicherheitstechnik und Flammensperren

In Abschnitt (2.2.2) wurden die physikalisch-chemischen Prozesse, die zum Löschen einer Flamme führen, dargestellt. In diesem Kapitel sollen nun die technischen Lösungen sowie empirische Formeln der Sicherheitstechnik vorgestellt werden.

#### Konventionelle Flammensperren

Sir Humphry Davy begründete die Entwicklung von modernen Flammensperren mit der Erfindung seiner sicheren Minenlampe im Jahre 1815 [205, 206]. Zur damaligen Zeit kam es oft zu Grubenunglücken, da die Kerzen der Minenarbeiter aus den Kohleschichten austretende Gase entzündeten. Schwere Explosionen mit vielen Toten und Verletzten waren die Folge. Davy stellte bei seinen Untersuchungen fest, dass eine Flamme beim Durchwandern eines engmaschigen Metallnetzes gelöscht wird. 200 Jahre nach seiner Erfindung, die vielen Minenarbeitern das Leben rettete, ist die Prozesssicherheit in zahlreichen Industriebereichen nach wie vor ein essentielles Thema. So kommt es auch heute noch zu schweren Unfällen, wenn ungewollte Zündungen auftreten und brennbare Gase explodieren.

Abbildung 2.15 zeigt eine konventionelle Flammensperre des Herstellers Protego. Bei der hier dargestellten Bauform wird ein geriffeltes Stahlband kreisförmig um einen Kern gewickelt. Die geriffelten Stahlbänder sind jeweils durch glatte Bänder abgetrennt, es bilden sich dreieckige Zwischenräume zwischen den glatten und den geriffelten Bändern. Tritt die Flamme in die schmalen, dreieckigen Zwischenräume ein, so wird sie dort aufgrund der Wärmeabfuhr gelöscht (siehe Abschnitt 2.2.2).

Lietze [208] führte bei der BAM umfangreiche Untersuchungen zu diesen vielfach eingesetzten Band-Flammensperren durch. Anhand von Versuchen mit Methan-Luft und Propan-Luft Gemischen stellte er u.a. fest, dass Flammensperren, die aus einzelnen, dickeren Bändern bestehen, genau so zuverlässig einen Flammendurchschlag verhindern, wie Flammensperren die aus mehreren hintereinander angeordneten Bändern gleicher Dicke bestehen.

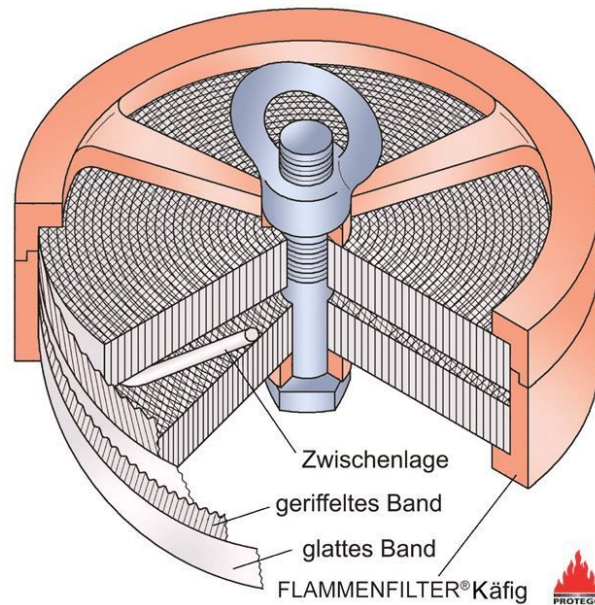


Abbildung 2.15.: Aufbau einer konventionellen Flammensperre aus verschiedenen Lagen geriffelter Bänder [207]

Bei der Dauerbrandfestigkeit zeigten Flammensperren aus nur einem dicken Band Vorteile gegenüber einer Anordnung mit mehreren Bändern.

Zusätzlich untersuchte Lietze [209, 210] inwieweit sich gesinterte, poröse Edelstahlelemente (Handelsname SIKA-R, diese wurden auch im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit verwendet) als Flammensperren einsetzen lassen. Es zeigte sich, dass die Materialien als Flammensperren geeignet sind, allerdings sind die Belastungen während des Auftreffens der Flamme von großer Bedeutung. So muss sichergestellt werden, dass eintreffende Druckwellen oder der Druckanstieg durch die Verbrennung selbst nicht zum mechanischen Beschädigen oder zur Zerstörung der Flammensperre führt.

Mecke [211] führte umfangreiche Untersuchungen zu verschiedenen Flammensperren aus porösen Materialien wie Sintermetallen, gewickelten Bändern, Drahtgeweben und Strukturfasern durch. Er beleuchtete typische Einsatzgebiete von Flammensperren wie Atmungseinrichtungen druckfest gekapselter Gehäuse, endständiger Deflagrationssicherungen und Dauerbrandsicherungen. Seine Untersuchungen ergaben, dass sich pulvermetallurgisch hergestellte Flammensperren in den meisten Anwendungen durch gesinterte Faserstrukturen ersetzen lassen. Diese Faserstrukturen bieten verringerte Druckverluste bei vergleichbarem Löschverhalten. Mecke zeigte zusätzlich, dass gesinterte Faserstrukturen als Dauerbrandsicherungen den klassischen Bandflammensperren überlegen sind.

Das Verhalten von porösen Flammensperren wurde von Babkin et al., Ciccarelli, Markis et al. sowie Joo et al. weitergehend untersucht. [189, 212–215]. Joo et al. stellten fest, dass poröse Strukturen aus keramischem Schaum weniger effektiv die Flamme löschen als poröse Materialien die aus geschlossenen Kugeln bestehen [215]. Die Unterschiede könn-

ten auf die deutlich größere Porosität und die größeren Leerräume in den Strukturen des keramischen Schaums zurückzuführen sein.

Babkin et al. [213] untersuchten die Ausbreitung von Flammen in porösen Materialien und stellten einen Zusammenhang zwischen der Reynolds-Zahl im porösen Material und der für das Flammenlöschen erforderlichen Péclet-Zahl her. Der Argumentation von Babkin et al. nach führt eine höhere Strömungsgeschwindigkeit und damit eine höhere Reynolds-Zahl zu einer verstärkten Streckung der Flamme. Die erhöhte Streckung der Flamme begünstigt das Flammenlöschen im porösen Material.

Ciccarelli [189] analysierte ebenfalls die Ausbreitung von Flammen in porösen Strukturen. Er hielt fest, dass poröse Materialien aufgrund ihrer Struktur wie ein hindernisbehafteter Kanal wirken können und sich im porösen Material aufgrund der Interaktionen zwischen Flamme und der Porenstruktur Detonationen ausbilden können.

Weiterhin führten Makris et al. [214] Experimente zur Detonationsgeschwindigkeit in porösen Strukturen durch. Sie stellten fest, dass eine Reduktion der Porengröße zu einer Verringerung der maximalen Ausbreitungsgeschwindigkeit bzw. der Detonationsgeschwindigkeit führt. Auf Basis ihrer Experimente leiteten Makris et al. einen Zusammenhang zwischen der Reduktion der Detonationsgeschwindigkeit, der Porengröße und dem kritischen Durchmesser her [214].

Grossel [206] gibt einen guten Überblick über die zur Zeit verwendeten Flammen- und Detonationssperren. Im Bereich der industriell verwendeten Flammensperren existieren eine Vielzahl an rein empirischen Korrelationen, um den Einsatzbereich einer Flammensperre zu definieren. In [206] findet sich eine gute Übersicht über diese Korrelationen, die meist ausschließlich für Flammensperren mit geriffelten Bändern (crimped ribbon) abgeleitet wurden (Diese Bauform ist in Abbildung 2.15 dargestellt).

Grossel [206] erwähnt weiterhin, dass der kritische Durchmesser alleine kein ausreichendes Kriterium für eine Flammensperre darstellt und führt an, dass die effektive Länge der Flammensperre der folgenden Gleichung (2.63) genügen muss:

$$L_p > 2 \cdot S_T \cdot d_q^2 \quad (2.63)$$

Die Länge  $L_p$  ist hierbei der effektive Passageweg durch die Flammensperre (Einheit cm),  $S_T$  stellt die turbulente Flammengeschwindigkeit im Rohr zur Flammensperre dar (Einheit m/s) und  $d_q$  bezeichnet den Löschdurchmesser (Einheit hier cm). Eine weitere Korrelation (2.64) verknüpft die erforderliche Länge  $L_e$  (Einheit cm) ebenfalls mit der turbulenten Flammengeschwindigkeit  $S_T$  (Einheit cm/s) sowie dem Löschdurchmesser  $d_q$  (Einheit hier cm), bezieht aber noch die kinematische Viskosität  $\nu$  (Einheit  $\text{cm}^2/\text{s}$ ) des verbrannten Gases mit ein:

$$L_e = \frac{S_T \cdot d_q^2}{100 \cdot \nu} \quad (2.64)$$

Weiterhin beschreibt Grossel [206] mehrere empirische Gleichungen zur Ermittlung der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit  $S_{F,A,Versagen}$ , bei der die Flammensperre versagt und es zum Flammendurchschlag kommt. Hierbei wird u.a. der Explosionsdruck  $p_{expl}$  (Einheit

## 2.2. Flammenrückschlag, Flammenlöschen (engl. flame quenching) und Sicherheitstechnik

bar), der atmosphärische Druck  $p_0$  (Einheit bar) bei Zündung, die Anzahl an Öffnungen der Flammensperre pro Flächeneinheit  $n_o$  (Einheit  $1/\text{cm}^2$ ) und die Dicke der Flammensperrenelemente  $y_d$  (Einheit cm) in Korrelation zueinander gesetzt:

$$S_{F,A,Versagen} = 0,95 \cdot n_o \cdot y_d \cdot \frac{p_0}{p_{expl}} \quad (2.65)$$

Gleichung 2.65 gilt dabei nur für Bandflammensperren, bei denen die einzelnen Öffnungen der Flammensperre kleiner als die Hälfte des Löschdurchmessers des jeweiligen Gasgemischs sind. Zusätzlich muss der Durchmesser der Flammensperre mit dem Durchmesser des Zuleitungsrohres übereinstimmen.

Die oben erwähnten Korrelationen bringen die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit, die Länge der Flammensperren, den Durchmesser der Flammensperre und weitere Randbedingungen in Verbindung zueinander [206]. Sie beruhen auf experimentellen Untersuchungen von Flammensperren im industriellen Maßstab, bei denen keine detaillierte Analyse der Flammeneintrittsbedingungen (Turbulenz, Flammenform, Flammendicke, Druck am Eintritt in die Flammensperre, Mechanismus des Flammendurchschlags) erfolgt. Mithilfe dieser Korrelationen ist eine allgemeine Vorhersage für die Versagensmechanismen von andersartig aufgebauten Flammensperren (z.B. porösen Materialien) nicht möglich. In Teilen widersprechen die innerhalb von Großversuchen gewonnenen Erkenntnisse auch der wissenschaftlichen Flammenlösch-Theorie (siehe Abschnitt 2.2.2). So argumentieren bspw. Sun et al. [216], dass die Flamme mit höherem Druck langsamer wird und dadurch die Flamme leichter gelöscht werden kann. Dies steht in direktem Kontrast zur analytischen Herleitung des Löschdurchmessers (siehe bspw. Gleichung 2.51), so sinkt zwar die laminare Flammengeschwindigkeit mit steigendem Druck, die Dichte nimmt mit steigendem Druck allerdings stärker zu und es sind kleinere Löschdurchmesser erforderlich, um die Flamme zu löschen.

Weiterhin existieren Ansätze, die die Flammengeschwindigkeit im Zuleitungsrohr zur Flammensperre (siehe Wang [217]) mit der Versagenswahrscheinlichkeit der Flammensperre korrelieren. Hierbei wird vernachlässigt, dass höhere Geschwindigkeiten vermutlich auch eine höhere Turbulenz und damit auch einen stärkeren Druckanstieg direkt vor der Flammensperre verursachen. Der höhere Druck direkt vor der Flammensperre verringert den Löschdurchmesser beim Eintritt der Flamme und kann so zum Versagen der Flammensperre führen. Die empirischen Zusammenhänge (Gleichung 2.63, 2.64 und 2.65) vernachlässigen in der Regel reaktionskinetische Parameter wie die laminare Flammengeschwindigkeit sowie gasspezifische Eigenschaften wie Wärmeleitfähigkeit, Wärmekapazität und Dichte. Dies schränkt die Aussagekraft der empirischen Korrelationen weiter ein. Da als Oxidationsmittel meist ausschließlich Luft betrachtet und diese mit typischen Pipeline-Medien (wie Propan, Ethan, Methan) umgesetzt wird, ist die Übertragbarkeit auf andere Oxidatoren oder Brennstoffe nur sehr schwer möglich.

Allen Flammen- und Detonationssperren ist gemein, dass sie die Flamme über enge Spalte

oder die rasche Abkühlung der Reaktionszone löschen. Konventionelle Flammensperren sind allerdings nicht für den Einsatz in einem Raumfahrzeug ausgelegt, da:

- a) Gängige Flammensperren aufgrund ihres Einsatzes in der chemischen Industrie meist sehr schwer sind und nicht auf ein geringes Gewicht hin optimiert wurden
- b) Die zulässigen Druckbereiche der Flammensperren meist zu niedrig sind, um für die Anwendung in einem Monopropellant-Antriebssystem in Frage zu kommen. Bei Einsatz der  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Treibstoffmischung sind Tankdrücke von 70 bar und mehr möglich.
- c) Für das untersuchte Oxidator/Brennstoff-Gemisch ( $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ ) nur sehr wenige sicherheitstechnische und reaktionstechnische Kenndaten in der Literatur verfügbar sind. Dies erschwert die Auslegung einer funktionalen Flammensperre.
- d) Die Zuleitungsdurchmesser eines Raumfahrzeuges in der Schubklasse bis 400 N meist kleiner als 6 mm sind. Für diese Durchmesser sind kaum konventionelle Flammensperren verfügbar [207].
- e) Die Flammensperre in das bestehende Injektionssystem des Triebwerks integriert werden müsste, da ein Flammenrückschlag über den Injektor bereits katastrophale Folgen für das Triebwerk haben könnte. Dies ist mit den industriell verfügbaren Flammensperren nicht möglich.

Aus den oben genannten Gründen entwickelte die Firma Firestar in den USA für ihren vorgemischten Treibstoff NOFBX eigene Injektoren und Flammensperren [97, 98].

### Sicherheitstechnische Parameter zu Deflagrationen und Detonationen

Im Bereich der Sicherheitstechnik existiert eine Vielzahl an analytischen und empirischen Kennwerten, um sowohl die Auswirkungen als auch die Vermeidung von Deflagrationen und Detonationen zu beschreiben [180, 218, 219]. Im folgenden Kapitel sind einige wesentliche Kennwerte der Sicherheitstechnik aufgeführt. Neben der Detonation und Deflagration (siehe Kapitel 2.1.4) wird im Bereich der Sicherheitstechnik der Begriff der Explosion verwendet. Eine Explosion stellt dabei eine schnell ablaufende Oxidations- oder Zerfallsreaktion dar, die mit einem Anstieg der Temperatur, des Druckes oder beider gleichzeitig einhergeht [220].

*Normalspaltweite, engl. Maximum experimental safety gap, (MESG)*

Die Normalspaltweite ist die mithilfe eines standardisierten Verfahrens bestimmte, maximale Spaltweite, die verhindert, dass ein innerhalb von zwei Kugelhälften gezündetes Gas-Luft-Gemisch ein außerhalb der Kugelhälften befindliches Gas-Luft-Gemisch entzündet [221, 222]. Die zwei Kugelhälften weisen einen verstellbaren Ringspalt auf und befinden

## 2.2. *Flammenrückschlag, Flammenlöschen (engl. flame quenching) und Sicherheitstechnik*

sich in einer zylindrischen Außenkammer. Die Zündquelle befindet sich in der Mitte der Kugelhälften, während die Länge des Ringspaltes 25 mm beträgt [218, 223]. Die Normspaltweite korreliert zum Löschabstand oder Löschdurchmesser (siehe Löschdurchmesser bei parallelen Platten in Anhang C) und weist somit die gleichen Abhängigkeiten wie der Löschdurchmesser auf. Weiterhin existieren empirische Korrelationen zwischen der Normspaltweite und der Mindestzündenergie bzw. dem Mindestzündstrom [180, 206, 218].

### *Mindestzündenergie (MZE), engl. Minimum ignition energy (MIE)*

Die Mindestzündenergie ist die kleinstmögliche elektrische Energie, die bei der Entladung eines Kondensators auftritt und das zündwilligste Gemisch eines Dampfes oder Gases mit Luft gerade noch entzündet [224]. Die Ermittlung der MZE erfolgt bei 298 K und atmosphärischem Druck. Die Mindestzündenergie lässt sich mithilfe empirischer Formeln in die Normspaltweite umrechnen. Somit ergeben sich für die MZE die gleichen Abhängigkeiten wie für die Normspaltweite bzw. den Löschabstand [180, 225]. Im Allgemeinen sinkt die Mindestzündenergie mit steigendem Druck und steigender Temperatur [226]. Bei Methan-Luft-Gemischen sinkt hierbei die Mindestzündenergie sowohl mit dem Quadrat des Druckes  $MZE \sim 1/p^2$  als auch mit linear steigender Temperatur  $MZE \sim 1/T$  [226].

### *Zündtemperatur*

Die Zündtemperatur stellt die niedrigste Wandtemperatur dar, bei der die Zündung eines Gases oder Dampfes mit Luft unter definierten Prüfbedingungen erfolgt [218, 227]. Die erste Theorie und analytische Beschreibung zur Zündtemperatur und Zündverzugszeit stellte Semenov [155, 228] im Jahr 1935 auf. Seine Theorie wurde später von Frank-Kamenetskii erweitert [229]. Im Allgemeinen ist die Zündtemperatur keine feste Größe des untersuchten Gemischs, sondern hängt von verschiedenen Parametern ab. So wird die Zündtemperatur von der Behältergröße, dem verwendeten Wandmaterial, der Gemischzusammensetzung, dem Anteil und der Art von inerten Gasen, den Strömungsverhältnissen im Behälter und dem vorliegenden Druck beeinflusst [218, 230]. Mit steigender Behältergröße [230] und steigendem Druck [231, 232] sinkt die Zündtemperatur.

### *Obere (OEG) und untere Explosionsgrenzen (UEG)*

Die oberen bzw. unteren Explosionsgrenzen bezeichnen die Grenzwerte der Konzentration eines brennbaren Stoffes in einem Oxidator, bei dem sich eine Flamme gerade noch ausbreiten kann. Meist beziehen sich die Explosionsgrenzen auf Mischungen von brennbaren Stoffen/Gasen mit Luft. Oberhalb der OEG ist das Gemisch zu mager, um eine Zündung zuzulassen, unterhalb der UEG ist das Gemisch dagegen zu fett um eine Zündung zuzulassen [218, 233]. Die untere und obere Explosionsgrenze stellen ebenfalls keine fixen Parameter dar, sondern von der Geometrie des Brennraumes, von der Temperatur, dem Strömungszustand und dem vorliegenden Druck abhängig [180, 218, 234, 235]. Mit steigender Temperatur vergrößert sich der Bereich der Explosionsgrenzen, d.h. die untere Explosionsgrenze verschiebt sich zu niedrigeren Konzentrationen, während die obere Explosionsgrenze sich zu höheren Konzentrationen verschiebt [235]. Steigender Druck führt allerdings nicht in jedem Fall zu einer Vergrößerung der Explosionsgrenzen, nähere Unter-



suchungen hierzu führte van den Schoor [235] durch.

### Maximaler Explosionsdruck

Der maximale Explosionsdruck  $p_{expl}$  bezeichnet den unter vorgeschriebenen Versuchsbedingungen ermittelten, höchsten Druck, der in einem geschlossenen Behälter bei der Umsetzung einer explosionsfähigen Atmosphäre auftritt [220]. Die DIN EN 13763 [236] beschreibt das Verfahren zur Bestimmung von Explosionsdrücken und maximalen Explosionsdrücken. Hierzu wird ein ruhendes Brennstoff-Luft-Gemisch mit einer definierten, innerhalb des Brennraums angeordneten Zündquelle entzündet. Der maximale Explosionsdruck tritt in der Regel in der Nähe der stöchiometrischen Zusammensetzung auf [218].

Der maximale Explosionsdruck lässt sich über die Massenerhaltung im geschlossenen System, die Vernachlässigung der Wärmeabfuhr und die ideale Gasgleichung ableiten. Die Massenerhaltung ergibt sich dabei zu:

$$m_{vor} = m_{nach} = \rho_u \cdot V_1 = \rho_b \cdot V_2 \quad (2.66)$$

Mit der Masse vor Zündung  $m_{vor}$ , der Masse nach Zündung  $m_{nach}$ , einem konstanten Volumen des Behälters  $V_1=V_2=V$  sowie der Dichte des unverbrannten  $\rho_u$  und des verbrannten Gemischs  $\rho_b$ . Aufgrund des geschlossenen Volumens folgt:

$$\rho_u = \rho_b \quad (2.67)$$

Das verbrannte und unverbrannte Gas lässt sich weiterhin mittels der idealen Gasgleichung 2.35 beschreiben. So folgt aus Gleichung 2.67 und Gleichung 2.35 für die Drücke des unverbrannten  $p_u$  und des verbrannten Gases  $p_b$ :

$$\frac{p_u}{\frac{R}{M_u} \cdot T_u} = \frac{p_b}{\frac{R}{M_b} \cdot T_b} \quad (2.68)$$

Da die Verbrennung in einem geschlossenen Volumen stattfindet und Wärmeströme über die Behälterwand vernachlässigt werden, folgt für den Explosionsdruck:

$$p_{expl} = p_b = \frac{p_u \cdot M_u \cdot T_b}{M_b \cdot T_u} \quad (2.69)$$

$M_u$  und  $M_b$  kennzeichnen dabei die molare Masse des unverbrannten bzw. des verbrannten Gemischs bei der jeweiligen Temperatur  $T_u$  oder  $T_b$ .

Gleichung 2.69 gibt die grundlegenden Zusammenhänge des Explosionsdrucks von den Stoffeigenschaften an. Mit steigender Flammentemperatur  $T_b$ , mit steigendem Druck des unverbrannten Gemischs  $p_u$  sowie mit steigendem Molmassenverhältnis  $M_u/M_b$  nimmt der Explosionsdruck zu, wogegen er mit steigender Temperatur des unverbrannten Gemischs sinkt. Die folgenden Faktoren beeinflussen den maximalen Explosionsdruck [218]:

## 2.2. *Flammenrückschlag, Flammenlöschen (engl. flame quenching) und Sicherheitstechnik*

- a) Die Anfangstemperatur und der Anfangsdruck (siehe Gleichung 2.69)
- b) Das verwendete Gemisch und dessen Mischungsverhältnis, da beide Parameter die Flammentemperatur und die molare Masse beeinflussen (siehe Gleichung 2.69)
- c) Die Turbulenz innerhalb des explosionsfähigen Gemischs vor der Entzündung. Die Intensität der Turbulenz des unverbrannten Gemischs (siehe Kapitel 2.1.3) bestimmt dabei die Geschwindigkeit, mit der sich das Gemisch umsetzt. Durch eine beschleunigte, turbulente Umsetzung kann der Explosionsdruck steigen, da in der kürzeren zur Verfügung stehenden Zeit weniger Wärme über die Wände abgeleitet wird.
- d) Die Größe und Form des Behälters, bzw. das Oberfläche-zu-Volumen-Verhältnis ( $O/V$ ). Bei einem kleinen Oberflächen-zu-Volumen-Verhältnis wird anteilig weniger Wärme über die Wände des Gefäßes abgegeben. Das Gegenteil ergibt sich bei kleinen Behältern, hier werden substantielle Teile der frei werdenden Energie über die Wände abgegeben und der Explosionsdruck ist geringer.
- e) Art und Energie der Zündquelle. Wird die Reaktion mit einer ausreichend starken Zündquelle initiiert, so kann es zur Einleitung einer starken Stoßwelle und einer Detonation kommen. Hierbei können die Explosionsdrücke stark ansteigen.
- f) Die Reaktionsgeschwindigkeit bzw. Flammengeschwindigkeit des Gemischs. Bewegt sich die Flamme mit einer hohen Geschwindigkeit im Testvolumen fort, so verbleibt wenig Zeit für eine Energieabgabe über die Behälterwände. Der Explosionsdruck eines sehr schnell reagierenden Gemischs ist damit höher als der Explosionsdruck eines langsam reagierenden Gemischs.

### **Sichere Durchmesser bei Detonationen $\frac{\lambda_D}{3}$ bzw. $\frac{\lambda_D}{\pi}$ und $13\lambda_D$ -Regel**

Analog zum Lösch- oder Quenchingabstand bei Flammen, gibt es für Detonationen geometrische Grenzwerte, bei deren Unterschreiten eine Detonation nicht mehr ablaufen kann. Da sich die Geschwindigkeit und der Ausbreitungsprozess von Deflagrationen und Detonationen deutlich unterscheiden (siehe Kapitel 2.1.4), ergeben sich unterschiedliche Grenzwerte für den Löschdurchmesser einer Deflagration bzw. für den sicheren Durchmesser einer Detonation. Das charakteristische Längenmaß einer Detonation ist dabei durch die Detonationszellenbreite  $\lambda_D$  gegeben (siehe Kapitel 2.1.4). Der sichere Durchmesser  $d_s$ , bei dem sich eine Detonation nicht mehr ausbreiten kann, bezieht sich deshalb auf diese charakteristische Größe.

Beträgt der Durchmesser eines Rohres weniger als ein Drittel bzw. weniger als  $1/\pi$  der Detonationszellenbreite  $\lambda_D$ , so wird ein detonationsfähiges Gemisch entweder keine Detonation ausbilden, oder es kommt zum Erlöschen der in das Rohr einlaufenden Detonation

[137, 177, 180, 237–241]. Der sichere Durchmesser  $d_s$  ist somit definiert als:

$$d_s = \frac{\lambda_D}{\pi} \quad (2.70)$$

Viele experimentelle Untersuchungen bestätigen den Zusammenhang zwischen der Detonationszellenbreite und dem sicheren Durchmesser [242]. Fischer et al. [180, 237] stellen bei ihren Untersuchungen allerdings fest, dass bei einem Rohrdurchmesser von  $d_s = \frac{\lambda_D}{3}$  Detonationen das Rohr noch passieren können. Aus diesem Grund schlagen sie vor, den sicheren Durchmesser auf  $d_{s,2} = \frac{d_s}{2}$  zu reduzieren.

Gao et al. [243] führten ebenfalls experimentelle Untersuchungen zum sicheren Durchmesser durch. Sie bestätigen die generelle Gültigkeit der  $\frac{\lambda_D}{3}$  Regel, schließen sich allerdings dem Vorschlag von Fischer et al. an, den sicheren Durchmesser auf  $d_s = \frac{\lambda_D}{6}$  zu reduzieren. So soll ein robusteres Kriterium für den sicheren Rohrdurchmesser erhalten werden, um bspw. Unsicherheiten bei der Messung der Detonationszellenbreite auszugleichen [243].

Als weitere sicherheitstechnische Regel im Bereich der Detonationen gilt die  $13\lambda_D$ -Regel [137, 155]. Nach dieser Regel geht eine Detonation in eine Deflagration über, wenn sie aus einem Rohr mit einem Durchmesser kleiner als 13 mal die Detonationszellenbreite in ein größeres Rohr eintritt. Beim Übergang in das deutlich größere Rohr wird die der Detonation vorausseilende Stoßwelle aufgrund der Expansion im größeren Volumen von der Reaktionsfront entkoppelt und es kommt zur Ausbildung einer Deflagration.

### Sicherheitstechnik Kennwerte des $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Treibstoffgemischs

Tabelle 2.2 gibt sicherheitstechnisch relevante Parameter einer stöchiometrischen Mischung aus Lachgas ( $\text{N}_2\text{O}$ ) und Ethen ( $\text{C}_2\text{H}_4$ ) wieder.

Charakteristisch sind die weiten Bereiche, in denen das Gemisch zündfähig ist ( $ROF$  2,31 bis 110). Selbst sehr magere Lachgas/Kohlenwasserstoff-Gemische lassen sich noch zünden. Für die Normspaltweite wurden mehrere Angaben in der Literatur gefunden. Die Zündtemperatur wurde durch Brandes et al. [113] nicht exakt bestimmt, wird aber mit über  $590^\circ\text{C}$  angegeben. Unabhängig vom verwendeten Kohlenwasserstoff/Brennstoff scheint eine Zündung mit Lachgas erst ab der Temperatur möglich zu sein, ab der das Lachgas selbst zerfällt [113].

Ein Vergleich des sicheren Durchmessers und der Normspaltweite zeigt, dass sich beide Kennwerte in derselben Größenordnung befinden. Wird die Normspaltweite auf den Löschdurchmesser umgerechnet ( $MESG = l_q = 0,65 \cdot d_q$  siehe Anhang C), so ergeben sich für den Löschdurchmesser  $d_q$  ähnliche oder leicht höhere Werte als für den sicheren Durchmesser  $d_s$ .

Kenngröße	Wert
Untere Explosionsgrenze (UEG)	1,4 Vol.-%, $\Phi = 11,77$ ; ROF= 110 [180]
Obere Explosionsgrenze (OEG)	40,5 Vol.-%, $\Phi = 0,2455$ ; ROF= 2,31 [180]
Normspaltweite (MESG)	0,24 mm [219, 240], 0,32 mm [180]
Lösch-/Quenchingdurchmesser	$d_q = MESG/0,65 = 0,369 \text{ mm}/0,492 \text{ mm}$
Zündtemperatur $T_i$	$> 590 \text{ }^\circ\text{C}$ [113]
Schallgeschwindigkeit $a$	272 m/s [110, 180]
Detonationsgeschwindigkeit, $v_{CJ}$	2205 m/s [109]
Detonationszellenbreite $\lambda_D$	1,25 mm [180]
Sicherer Durchmesser $d_s$	$\frac{\lambda_D}{\pi} = 0,398 \text{ mm}$ bzw. $\frac{\lambda_D}{6} = 0,208 \text{ mm}$

Tabelle 2.2.: Sicherheitstechnische Kenngrößen einer stöchiometrischen Mischung aus  $\text{N}_2\text{O}$  und  $\text{C}_2\text{H}_4$  ( $\Phi = 1$ , ROF = 9,41) bei  $20^\circ\text{C}$  und 1 bar

## 2.3. Strömung durch poröse Materialien und Kapillaren

Im Laufe der experimentellen Untersuchungen zeigte sich, dass die Druckverluste der Flammensperren deren Flammenlöschverhalten beeinflussen. So konnte bei größeren Druckverlusten die Flamme auch bei erhöhten Drücken noch zuverlässig gelöscht werden. Aus diesem Grund folgt eine Zusammenfassung, wie sich Druckverluste in Rohren (Kapillaren) und porösen Materialien bestimmen lassen.

### 2.3.1. Poröse Materialien

Als poröses Material wird ein Material bezeichnet, das aus einem festen Gerüst bzw. einer festen Grundmasse besteht, die von verbundenen Hohlräumen durchzogen ist [244]. Die feste Grundmasse kann dabei starr sein oder geringfügige Verformungen zulassen. Die Verbindung der Hohlräume (Poren) im Material erlaubt die Durchströmung des Materials mit einem oder mehreren Fluiden.

Das Volumen des porösen Materials setzt sich zusammen aus dem Volumen des Festkörpers  $V_m$  und dem Volumen der Hohlräume  $V_f$ . Die Porosität  $\varphi$  eines porösen Materials ist der Anteil am Gesamtvolumen des Materials, der aus Leerraum besteht. Es können dabei Poren und Leerräume auftreten, die nicht miteinander verbunden sind und „Sackgassen“

oder geschlossene Räume im Material bilden. Weiterhin können Poren auftreten, die zwar senkrecht zur auftretenden Strömung verbunden sind, aber keine Verbindungen parallel zur Strömung aufweisen. Diese Art der Poren trägt somit nicht zum Stofftransport in Strömungsrichtung bei. Aus diesem Grund wird der Anteil des gesamten Materialvolumens, der dem durchströmenden Medium zur Verfügung steht, als effektive Porosität  $\varphi_{eff}$  bezeichnet.

Die Porosität  $\varphi$  setzt sich aus den oben genannten Anteilen zusammen: Der geschlossenen Porosität, der „Sackgassenporosität“, der sonstigen verbundenen Porosität und der effektiven Porosität, die für das durchströmbare Medium verfügbar ist [245].

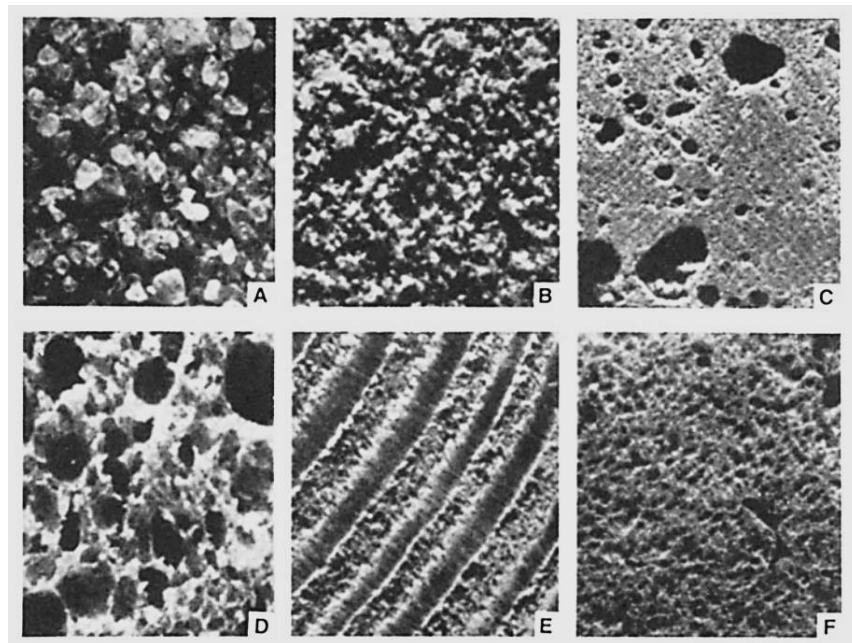


Abbildung 2.16.: Verschiedene, natürliche poröse Materialien. A) Sand, B) Sandstein, C) Kalkstein, D) Roggenbrot, E) Holz, F) Menschliche Lunge (Bild aus [244])

Abbildung 2.16 zeigt exemplarisch verschiedene natürliche, poröse Materialien.

Um die Durchströmung eines porösen Materials zu beschreiben, wird die sogenannte Darcy-Geschwindigkeit  $v_D$  verwendet. Die Darcy-Geschwindigkeit beschreibt die Geschwindigkeit mit der die Stirnfläche des porösen Materials angeströmt wird. Sie wird mit der Durchschnittsgeschwindigkeit des Fluids in den Poren  $v_{fluid}$  über die effektive Porosität  $\varphi_{eff}$  verknüpft:

$$v_D = \varphi_{eff} \cdot v_{fluid} \quad (2.71)$$

Die Darcy-Geschwindigkeit ist somit um den Faktor der effektiven Porosität kleiner als die mittlere Geschwindigkeit in den Poren. Benannt ist die Darcy-Geschwindigkeit nach Henry Darcy, der im Jahre 1856 Wasser-Sickerströmungen durch poröse Strukturen untersuchte. Dabei stellte er fest, dass der Wasserdurchfluss proportional zur anliegenden Druckdifferenz

### 2.3. Strömung durch poröse Materialien und Kapillaren

ist [246]:

$$v_D = -\nu^{-1} \cdot \mathbf{K} \cdot \nabla P \quad (2.72)$$

Aus diesem Grund ist Gleichung 2.72 auch unter dem Namen Darcy-Gleichung bekannt. Innerhalb von Gleichung 2.72 stellt  $\mathbf{K}$  einen Tensor zweiter Ordnung dar und beschreibt die Permeabilität (Durchlässigkeit) des porösen Materials,  $\eta$  bezeichnet die dynamische Viskosität und  $p$  den Druck. Im Fall eines isentropen Mediums wird die Permeabilität  $\mathbf{K}$  zu einem skalaren Wert  $K$  mit der Einheit  $m^2$ . Unter der zusätzlichen Annahme, dass sich die Strömung nur in eine Raumrichtung ausbreitet, vereinfacht sich die Darcy-Gleichung zu:

$$\frac{\partial P}{\partial x} = -\frac{\eta}{K} \cdot v_D \quad (2.73)$$

Das Gesetz von Darcy wurde durch eine Vielzahl an experimentellen Untersuchungen bestätigt [244]. Darcys Gesetz gilt jedoch nur für  $Re \leq 1$  [244, 247]. Die Reynolds-Zahl ist dabei definiert über

$$Re = \frac{d_h \cdot \rho_f \cdot v}{\nu} \quad (2.74)$$

Dabei kennzeichnet  $d_h$  den äquivalenten hydraulischen Durchmesser,  $\rho_f$  die Dichte des Fluids,  $v$  die Geschwindigkeit und  $\eta$  die dynamische Viskosität. Zur Bestimmung der Reynoldszahl in den Poren eines porösen Materials wird der äquivalente Porendurchmesser  $d_p$  für  $d_h$  und die Darcy-Geschwindigkeit  $v_D$  für  $v$  eingesetzt [245].

Aufgrund der Vielfältigkeit und Unterschiedlichkeit von porösen Strukturen und Materialien existieren zahlreiche Ansätze zur Bestimmung des Porendurchmessers  $d_p$ . Detaillierte Informationen zur Bestimmung der Porengröße finden sich bspw. bei Greuel, Lawrence, Rouquerol und Anovitz [245, 248–250]. Die Porengrößen der in dieser Arbeit verwendeten Sintermetalle lassen sich anhand der vom Hersteller GKN gegebenen Gasblasen (Bubble-Point) -Drücke berechnen [251]. Die Ermittlung der entsprechenden Bubble-Point Drücke erfolgt nach DIN ISO 4003 [252]. Da beim Bubble-Point Test der anliegende Druck beim ersten Auftreten eines kontinuierlichen Gasblasenstromes durch das poröse Material ermittelt wird, bestimmt dieses Verfahren den maximalen Porendurchmesser bzw. die maximale Porengröße [252]. Mit Kenntnis des Bubble-Points für das jeweilige poröse Material und der verwendeten Prüfflüssigkeit, lässt sich der äquivalente Porendurchmesser  $d_p$  nach Gleichung 2.75 berechnen:

$$d_p = \frac{4 \cdot \gamma}{\Delta p} \quad (2.75)$$

$\gamma$  kennzeichnet dabei die Oberflächenspannung des eingesetzten Prüffluids und  $\Delta p$  die gemessene Druckdifferenz, bei der sich das erste Mal ein konstanter Gasblasenstrom einstellt. Der so ermittelte Porendurchmesser  $d_p$  ist meist um den Faktor 2-5 größer als die mittlere Porengröße des Materials [251]. Trotz der Abweichungen zum mittleren Porendurchmesser stellt die äquivalente Porengröße nach Gleichung 2.75 ein Kriterium für die in dieser Arbeit untersuchten Flammenlöscheigenschaften der porösen Materialien dar. Denn nur wenn die größte Pore des Materials kleiner als der korrespondierende Löschdurchmesser ist, wird die

## Kapitel 2. Grundlagen und Theorie

Flamme beim Durchtritt durch das poröse Material gelöscht (siehe Abschnitt 2.2). Aus diesem Grund wird auch für die Bestimmung der Péclet-Zahlen ebenfalls der äquivalente Porendurchmesser  $d_p$  herangezogen.

Die Darcy-Gleichung 2.73 liefert nur für Reynoldszahlen kleiner als 1 korrekte Vorhersagen der auftretenden Druckverluste. Steigt die Reynoldszahl auf Werte zwischen 1 und 10, so nimmt der Strömungswiderstand stärker und nicht mehr linear zu und der Gültigkeitsbereich der Darcy-Gleichung endet.

Die Forchheimer-Gleichung erweitert die Darcy-Gleichung für höhere Geschwindigkeiten bzw. Reynoldszahlen. Während die Darcy-Gleichung lediglich die durch die dynamische Viskosität verursachten Druckverluste beschreibt, werden bei der Forchheimer-Gleichung auch Druckverluste berücksichtigt, die durch die Turbulenz der Strömung verursacht werden. Hierzu wird die Darcy-Gleichung um einen quadratischen Geschwindigkeitsterm ergänzt:

$$\frac{\partial P}{\partial x} = -\frac{\nu}{\alpha_p} \cdot v_D - \frac{\rho_f}{\beta_p} \cdot v_D^2 \quad (2.76)$$

$\alpha_p$  und  $\beta_p$  stellen die Permeabilitätskoeffizienten des porösen Materials dar [245, 253, 254].  $\alpha_p$  entspricht dabei der Permeabilität  $K$  aus Gleichung 2.73 und hat die Einheit  $m^2$  inne, während  $\beta_p$  in  $m$  angegeben wird. Die Permeabilitätskoeffizienten werden experimentell ermittelt, das entsprechende Verfahren ist in DIN EN ISO 4022:2018 [255] beschrieben. Unter der Annahme einer konstanten Dichte  $\rho_f$  folgt nach der Integration von Gleichung 2.76:

$$\Delta p_V = L \cdot \left( \frac{\nu}{\alpha_p} \cdot v_D + \frac{\rho_f}{\beta_p} \cdot v_D^2 \right) \quad (2.77)$$

mit dem Druckverlust  $\Delta p_V$  und der Länge  $L$  des porösen Materials.

Zhong et al. [256] leiten eine modifizierte Forchheimer Gleichung für ein ideales Gas ab. Hierbei erhalten sie folgenden Ausdruck:

$$\frac{p_2^2 - p_1^2}{2 \cdot L} = \frac{\dot{m}_{fluid} \cdot R_s \cdot T_{fluid}}{A_p} \left( -\frac{\nu}{\alpha_p} - \frac{\dot{m}_{fluid}}{A_p \cdot \beta_p} \right) \quad (2.78)$$

Dabei kennzeichnet  $p_1$  den Druck vor und  $p_2$  den Druck nach dem porösen Material,  $L$  die Länge des porösen Materials,  $A_p$  die Querschnittsfläche des Materials,  $\dot{m}_{fluid}$  den Massenstrom durch das poröse Material,  $R_s$  die spezifische Gaskonstante des Fluids und  $T_{fluid}$  die Temperatur des Fluids.

Poröse Medien sind bis heute Gegenstand einer Vielzahl experimenteller und numerischer Untersuchungen. Die Bandbreite der Analysen umfasst hierbei alle Formen der Wärme- und Stoffübertragung sowie die Betrachtung chemischer und katalytischer Reaktionen innerhalb und an der Oberfläche der Materialien. Aufgrund der Vielzahl an Untersuchungen sei zur weiterführenden Darstellung auf die Lehrbücher von Nield und Bejan [244], Bear [257], Ho [258] oder die Dissertation von Greuel [245] verwiesen.

### 2.3.2. Kapillaren

Zusätzlich zu den getesteten porösen Materialien wurden Kapillaren als Flammensperren eingesetzt. Hierbei wurde beleuchtet, in welchen Druckbereichen Kapillaren mit Durchmessern zwischen 0,1 und 0,5 mm die Flamme löschen. Die resultierenden Péclet-Zahlen von Kapillaren und porösen Materialien konnten so miteinander verglichen werden.

Weiterhin wurde untersucht, inwieweit die unterschiedlichen Druckverluste von Kapillaren und porösen Materialien das Flammenlöschen beeinflussen. Aus diesen Gründen wird im folgenden Abschnitt kurz auf die in Kapillaren/Rohren auftretenden Druckverluste eingegangen. Anhand des Kräftegleichgewichts, der Massenerhaltung und der idealen Gasgleichung lässt sich für den Druckverlauf einer reibungsbehafteten, polytropen Rohrströmung die folgende Differentialgleichung herleiten [259]:

$$p \cdot dp + \frac{p_1}{T_1} \cdot u_1^2 \cdot T_{fluid} \cdot \frac{du}{u} + \frac{u_1^2 \cdot p_1}{2 \cdot v_{spez,1} \cdot T_1 \cdot D_R} \cdot \lambda_{Rohr} \cdot T_{fluid} \cdot dx = 0 \quad (2.79)$$

Gleichung 2.79 stellt den Verlauf des Druckes  $p$  in Abhängigkeit vom Rohrweg bzw. der Strecke  $x$ , der Strömungsgeschwindigkeit  $u$ , der Fluidtemperatur  $T_{fluid}$ , dem Druck  $p_1$ , dem spezifischen Volumen  $v_{spez,1}$  und der Temperatur  $T_1$  am Eintritt, dem Rohrdurchmesser  $D_R$  sowie der Rohrreibungszahl  $\lambda_{Rohr}$  dar. Da die Rohrreibungszahl  $\lambda_{Rohr}$  jedoch nicht konstant ist, sondern über die Reynoldszahl mit der Strömungsgeschwindigkeit  $u$ , der Dichte  $\rho$  bzw. dem spezifischen Volumen  $v_{spez}$  und der Viskosität  $\eta$  verknüpft ist, kann die Differentialgleichung analytisch nicht explizit integriert werden.

Zur näherungsweisen Lösung der DGL sind folgende Vereinfachungen notwendig:

- Bei Machzahlen  $\leq 0,6$  und geringer Rohrrauigkeit wird der Trägheitsterm  $\frac{u_1^2}{u} \cdot du$  vernachlässigt
- Die veränderliche Temperatur  $T_{fluid}$  wird durch eine mittlere Temperatur  $\bar{T}$  ersetzt  $\bar{T} = \frac{1}{2}(T_1 + T_2) = T_1 - \frac{\Delta T}{2}$
- Die Rohrreibungszahl  $\lambda_{Rohr}$  wird als konstant angenommen  $\lambda_{Rohr} = \lambda_{Rohr,1}$

Mithilfe dieser Vereinfachungen folgt:

$$\frac{1}{p_1} \cdot p \cdot dp \approx - \frac{\lambda_{Rohr,1} \cdot u_1^2}{2 \cdot v_{spez,1} \cdot D_R} \cdot \frac{\bar{T}}{T_1} dx \quad (2.80)$$

Nach der Integration zwischen  $x_1$  und  $x_2$  (Mit  $L = x_2 - x_1$ ) und dem Auflösen nach



$\Delta p_V = p_2 - p_1$  ergibt sich weiter:

$$\Delta p_V \approx p_1 \left[ 1 - \sqrt{1 - \frac{\rho_1}{p_1} \cdot \lambda_{Rohr,1} \cdot \frac{L}{D_R} \cdot u_1^2 \cdot \frac{\bar{T}}{T_1}} \right] \quad (2.81)$$

Mit einer weiteren Näherung aus der abgebrochenen Reihenentwicklung folgt für den Druckverlust [259]:

$$\Delta p_V \approx p_1 \left[ 1 - \left( 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{\rho_1}{p_1} \cdot \lambda_{Rohr,1} \cdot \frac{L}{D} \cdot u_1^2 \cdot \frac{\bar{T}}{T_1} \right) \right] \quad (2.82)$$

In ausreichend guter Näherung ergibt sich damit für den Druckverlust einer kompressiblen, reibungsbehafteten Strömung innerhalb eines Rohres [259]:

$$\Delta p_V \approx \rho_1 \cdot \lambda_{Rohr,1} \cdot \frac{L}{D} \cdot \frac{u_1^2}{2} \cdot \frac{\bar{T}}{T_1} \quad (2.83)$$

Somit bestimmt sich der Druckverlust durch die Dichte  $\rho_1$ , die Rohrreibungszahl  $\lambda_{Rohr,1}$ , die Geschwindigkeit  $u_1^2$  und die Temperatur  $T_1$  am Anfang des Rohres, sowie die mittlere Temperatur  $\bar{T}$ , die Länge  $L$  und den Durchmesser  $D_R$  des Rohres.

Hierbei lässt sich die Rohrreibungszahl  $\lambda_{Rohr,1}$  bspw. nach der Formel von Bellos et al. [260] für laminare, turbulente und Strömungen im Übergangsbereich berechnen:

$$\lambda_{Rohr,1} = \left( \frac{64}{Re} \right)^a \left[ 0,75 \ln \left( \frac{Re}{5,37} \right) \right]^{2(a-1)b} \left[ 0,88 \ln \left( 6,82 \frac{D}{k_s} \right) \right]^{2(a-1)(1-b)} \quad (2.84)$$

Dabei bezeichnet  $Re$  die Reynoldszahl,  $k_s$  die absolute Rauheit in  $mm$ ,  $D_R$  den Rohrdurchmesser und  $a$  bzw.  $b$  sind definiert als:

$$a = \frac{1}{1 + \left( \frac{Re}{2712} \right)^{8,4}} \quad (2.85)$$

$$b = \frac{1}{1 + \left( \frac{Re}{150 \frac{D}{k_s}} \right)^{1,8}} \quad (2.86)$$

## Kapitel 3.

# Experimenteller Aufbau der Zündmessstrecke und Versuchsdurchführung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zur Untersuchung der Flammenausbreitung, des Flammendurchschlags und zur Erprobung verschiedener Flammensperren ein Versuchsaufbau entwickelt und aufgebaut. Im folgenden Kapitel ist der Prüfstand, die verwendeten Versuchskammern, die untersuchten Prüflinge/Flammensperren, der Versuchsablauf sowie die verwendete Messtechnik beschrieben. Beide Versuchskammern werden im Einbauzustand nachfolgend als Zündmessstrecke bezeichnet. Der Prüfstandsaufbau befindet sich gemeinsam mit der HyNOx-Experimentalbrennkammer in einem Testcontainer am Prüfstand M11 [261] des DLR in Lampoldshausen.

Wie in Kapitel 1 bereits beschrieben, stellte sich die Zündung des  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemischs im Experimentaltriebwerk als kritischer Betriebszustand heraus. Während einer Vielzahl an Versuchen kam es bei der Zündung des Triebwerks zu einem Flammenrückschlag in die Treibstoffzuleitung. War hingegen die Zündung erfolgreich, so lief in nahezu allen Fällen der Versuch erfolgreich ab und es kam weder beim stationären Betrieb noch beim Abschalten des Triebwerkes zu einem Flammenrückschlag. Die Zündung und der damit verbundene Flammenrückschlag über den Injektor hinweg stellen somit kritische Betriebszustände dar, die zur sicheren Anwendung des Treibstoffs beherrscht werden müssen.

Aus diesem Grund wurde die Zündmessstrecke so entworfen und konstruiert, dass die Vorgänge bei der Zündung des  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemischs nachgebildet werden können. Mittels Druck- und Temperaturmessung sowie Hochgeschwindigkeitsaufnahmen sollten die ablaufenden Prozesse besser verstanden und die Erkenntnisse zur Entwicklung geeigneter Flammensperren eingesetzt werden. Für die spätere Anwendung im Triebwerk gelten poröse Sintermetalle aufgrund ihres großen Oberfläche-zu-Volumen-Verhältnisses, ihres geringen Gewichtes und ihrer kompakten Bauweise als mögliche Flammensperren. Aus diesem Grund wurden porösen Materialien innerhalb der Zündmessstrecke auf ihre Eignung als

Flammensperre hin untersucht.

Zusätzlich wurde analysiert, wie sich die Flammenlöscheigenschaften von porösen Sintermetallen und Kapillaren unterscheiden. Um die Prozesse im Inneren der Kapillaren beim Flammendurchschlag analysieren zu können, wurde weiterhin eine Versuchsreihe mit Glaskapillaren durchgeführt.

### 3.1. Fluidsystem und Prüfstands Aufbau

Abbildung 3.1 zeigt schematisch den Fluidplan des Prüfstandes. Um die Anordnung des Aufbaus konsistent zu den später gezeigten Hochgeschwindigkeitsaufnahmen zu halten, befinden sich die Gastanks in Abbildung 3.1 auf der rechten Seite und der Abgang zur Gasprobe bzw. zur Evakuierung der Messstrecke befindet sich auf der linken Seite.

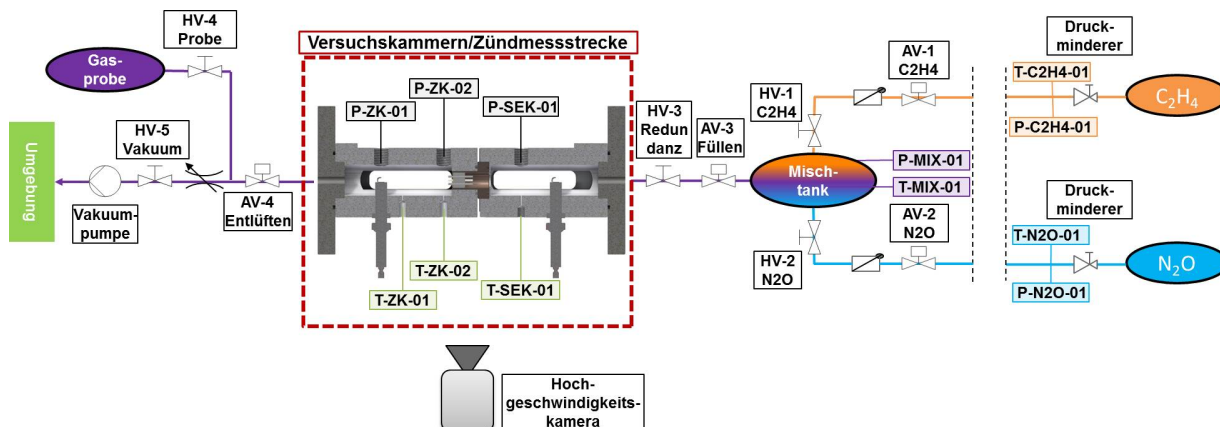


Abbildung 3.1.: Fluidplan des Prüfstandes mit den beiden Versuchskammern/der Zündmessstrecke

Am rechten Rand von Abbildung 3.1 befinden sich stromab der  $\text{N}_2\text{O}$ - bzw.  $\text{C}_2\text{H}_4$ -Tanks Druckminderer zum Einstellen des gewünschten Gasdrucks.  $\text{N}_2\text{O}$  wurde mit einer Reinheit von 2.5 ( $\geq 99,5\%$ ) und  $\text{C}_2\text{H}_4$  mit der Reinheit 3.0 ( $\geq 99,9\%$ ) verwendet. Mithilfe der Druckminderer erfolgte die Einstellung des Oxidator- und Brennstoffdrucks in den Zuleitungen. Der Druck und die Temperatur stromab der Druckminderer konnte anhand von Drucksensoren (P-N2O-01 bei Lachgas und P-C2H4-01 bei Ethen) bzw. Thermoelementen (T-N2O-01 bei Lachgas und T-C2H4-01 bei Ethen) ermittelt werden. Die Füllprozedur des Misch-tanks und der allgemeine Versuchsablauf ist in Abschnitt 3.4 dargestellt, weiterführende Informationen finden sich im Anhang D.2. Stromab der Druckminderer und der Temperatur- bzw. Drucksensoren befindet sich eine Schnittstelle zum  $\text{HyNO}_x$ -Triebwerksaufbau, diese ist aus Gründen der Übersichtlichkeit hier nicht dargestellt. Hieran folgt im Oxidator- bzw. Brennstoffstrang ein Automatikventil (AV-1  $\text{C}_2\text{H}_4$  und AV-2  $\text{N}_2\text{O}$ ), über diese Ventile wurde der Misch-tank nach Öffnen der Handventile HV-2  $\text{N}_2\text{O}$  und HV-1  $\text{C}_2\text{H}_4$  mit

### 3.1. Fluidsystem und Prüfstands Aufbau

Oxidator bzw. Brennstoff befüllt.

Am Mischtank befindet sich ein weiterer Drucksensor (P-MIX-01) und ein Thermoelement (T-MIX-01), um den Zustand des Gases im Mischtank bestimmen zu können. Die anhand dieser Sensoren ermittelten Werte wurden zur Einstellung des Mischungsverhältnisses verwendet. Die in den Mischtank führenden Rohrleitungen für Oxidator und Brennstoff verlaufen innerhalb des Misch tanks gekrümmt, so soll eine gute Durchmischung der beiden Gase bereits beim Einströmen erreicht werden.

Stromab des Misch tanks befindet sich ein Automatikventil (AV-3 Füllen) und ein zusätzliches Handventil (HV-3 Redundanz), beide Ventile wurden verwendet um die Zündmessstrecke mit Lachgas/Ethen Gemisch zu befüllen. Die Ventile sind redundant ausgeführt, um im Versagens- oder Leckagefall eines Ventils zu vermeiden, dass die Flamme von der Zündmessstrecke in den Misch tank zurückschlägt. Die Versuchskammern selbst sind mit Druck- (P-ZK-01, P-ZK-02, P-SEK-01) und Temperatursensoren (T-ZK-01, T-ZK-02, T-SEK-01) ausgestattet, um zum einen den Flammendurchschlag zu detektieren und zum anderen den Druckanstieg bei der Flammenausbreitung zu verfolgen. Eine detaillierte Beschreibung der Versuchskammern erfolgt in Abschnitt 3.2. Die Flammenausbreitung innerhalb der Zündmessstrecke wird mittels einer Hochgeschwindigkeitskamera (je nach Testreihe Photron Fastcam Typ SA 1.1 oder SA-X2) aufgezeichnet.

Stromab der Zündmessstrecke befindet sich ein Ventil zur Entlüftung/Evakuierung der Kammern (AV-4 Entlüftung). Dahinter befindet sich ein Nadelventil und ein weiteres Handventil (HV-5 Vakuum) mit Verbindung zu einer Vakuumpumpe. Mithilfe des Nadelventils kann der Saugmassenstrom in die Vakuumpumpe justiert werden. Somit kann der Massenstrom, mit dem die Kammern evakuiert werden angepasst werden. Zusätzlich ist vor dem Ventil zur Vakuumpumpe (HV-5 Vakuum) ein Abzweig mit einem Handventil (HV-3 Probe) angebracht, hier kann ein Probeentnahmezylinder befestigt werden. Mithilfe des Probeentnahmezylinders wurden Gasproben entnommen und das vorliegende Mischungsverhältnis von  $\text{N}_2\text{O}$  zu  $\text{C}_2\text{H}_4$  anschließend mittels Gaschromatographie analysiert.

Sensorart	Sensorbezeichnung	Sensortyp
Thermoelemente	T-N2O-01	Mantelthermoelement Typ K, $\varnothing$ 1 mm
	T-C2H4-01	
	T-MIX-01	
Drucksensoren	P-C2H4-01	Schaevitz P913-G003
	P-N2O-01	Schaevitz P913-G003
	P-MIX-01	Kistler 4043A100

Tabelle 3.1.: Eingesetzte Sensoren im Fluidsystem des Prüfstands, die Sensoren der Zündmessstrecke finden sich in Tabelle 3.2.

Tabelle 3.1 listet die im Prüfstand verbauten Druck- und Temperatursensoren sowie den jeweiligen Sensortyp auf. Zur Messung der Temperatur wurden Mantelthermoelemente Typ K mit einem Durchmesser von 1 mm verwendet, die Drücke wurden mit Sensoren der Hersteller Schaevitz bzw. Kistler erfasst.

## 3.2. Zündmessstrecke/Versuchskammern

Im Laufe dieser Arbeit wurden drei aufeinander aufbauende Versionen der Versuchskammern/der Zündmessstrecke für eine Vielzahl an Untersuchungen konstruiert und eingesetzt. Da die jeweils folgende Variante der Zündmessstrecke eine Optimierung der vorherigen darstellt, ist hier nur die letzte Version der Zündmessstrecke (V3.0) dargestellt. Alle im Rahmen dieser Arbeit beschriebenen Versuche wurden mit dieser letzten Version der Zündmessstrecke durchgeführt. Die Evolution der verschiedenen Versuchskammern kann den Arbeiten von Lauck [262], Wenzel [263] und Jooß [264] entnommen werden. Eine vergrößerte Schnittdarstellung der Versuchskammern ist in Abbildung 3.2 gegeben.

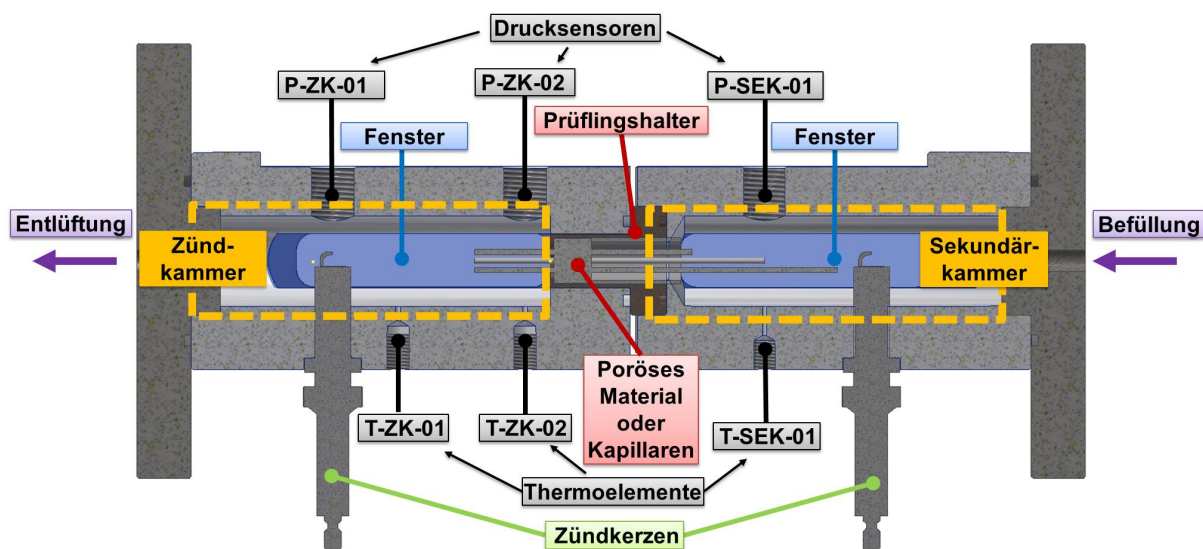


Abbildung 3.2.: Schnittdarstellung der Versuchskammern/der Zündmessstrecke mit Sensoren, verbauten Zündkerzen und Flammensperre (hier Kapillaren)

Wie bereits im Fluidplan in Abbildung 3.1 dargestellt, wird die Zündmessstrecke über einen Anschluss auf der rechten Seite mit  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemisch befüllt. Es füllt sich zunächst die Sekundärkammer und dann die Zündkammer mit Frischgemisch. Beide Kammern sind über die Flammensperre (entweder Kapillaren oder poröse Materialien, siehe Abschnitt 3.3) miteinander verbunden. Die Abbildungen 3.2, 3.3 und das Foto 3.4 zeigen jeweils die Zündmessstrecke mit verbauten Kapillaren als Prüflinge.

### 3.2. Zündmessstrecke/Versuchskammern

Die in Abbildung 3.2 links dargestellte Kammer wird als Zündkammer bezeichnet, da zu Beginn der Versuchsreihen diese Kammer zur Einleitung der Zündung genutzt wurde. Die rechte Kammer wird als Sekundärkammer bezeichnet, da diese in den ersten Versuchen genutzt wurde, um die Flammenausbreitung nach dem Durchschlag zu beobachten. Beide Kammern sind jedoch mit einer Zündkerze ausgestattet, so konnte je nach Versuchsrandbedingungen im Laufe der Versuche die Zündung entweder in der rechten oder in der linken Kammer ausgelöst werden. Die Zündkammer ist mit zwei Drucksensoren (P-ZK-01 und P-ZK-02) und zwei Thermoelementen (T-ZK-01 und T-ZK-02) ausgestattet. An der Sekundärkammer ist ein Drucksensor (P-SEK-01) und ein Thermoelement (T-SEK-01) angebracht. Die Drucksensoren besitzen eine frontbündige Membran und wurden so verbaut, dass die Membranen der Sensoren mit den Kammerwänden der Zünd- bzw. Sekundärkammer fluchten. Die Thermoelemente sind weiterhin so montiert, dass die Spitze des Thermoelements geringfügig (ca. 1 mm) in die Kammer hineinragt.

Jede der Kammern ist mit jeweils 2 Glasscheiben ausgestattet. Durch diese Scheiben ist es möglich, die Prozesse der Zündung, Flammenausbreitung und des Flammendurchschlags mittels Hochgeschwindigkeitskamera aufzunehmen. Die erhaltenen Aufnahmen wurden verwendet, um die Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten in den Zündkammern und die Geschwindigkeiten beim Durchschlag durch die Flammensperren zu ermitteln (siehe Kapitel 4). Weiterhin wurde anhand der Aufnahmen bestimmt, ob eine Flamme die Flammensperre passieren konnte, auch wenn sich das Gemisch in der Sekundärkammer nicht entzündete.

Der Prüflingshalter (siehe Abbildung 3.2) dient als Haltevorrichtung für die verwendeten Kapillaren oder porösen Materialien und dichtet die Zünd- und Sekundärkammer gegeneinander ab, sodass ein Gasaustausch nur über die jeweilige Flammensperre erfolgen kann. Am linken Ende der Zündkammer befindet sich der Anschluss zur Entlüftungsleitung, über diese werden die Kammern vor Beginn eines Tests oder nach erfolgter Zündung evakuiert, weiterhin können hier Gasproben entnommen werden.

Abbildung 3.3 zeigt den Querschnitt der Versuchskammern. Die Schnittebene befindet sich innerhalb der Zündkerze in der Zündkammer. Im Schnitt ist einer der beiden Flansche zu erkennen. Mithilfe dieser Flansche und entsprechender Gewindestangen werden die beiden Kammern über den Prüflingshalter gegeneinander verspannt. Durch vier Aufnahmeplatten und jeweils zehn M4 Schrauben werden die vier Fensterscheiben in den entsprechenden Aussparungen der Kammer befestigt, die Abdichtung der Scheiben nach Außen wird über Flachdichtungen sichergestellt.

Zu Beginn der Versuchsreihen wurden Quarzglasscheiben als Fenster eingesetzt. Bei Zünddrücken von ca. 2 bar und gemessenen Druckspitzen von über 50 bar wurden diese allerdings beschädigt oder zerstört. Da die Verbrennung innerhalb der Kammer in sehr kurzer Zeit ( $< 10$  ms) abgeschlossen ist und die Verbrennungstemperaturen nur innerhalb dieser Zeit auf das Fenstermaterial einwirken, wurden in einer späteren Versuchsreihe Scheiben aus Polycarbonat (Makrolon) getestet. Die Polycarbonatscheiben hielten Zünddrücken von ca. 3,8 bar und gemessenen Druckspitzen von mehr als 130 bar stand und waren damit

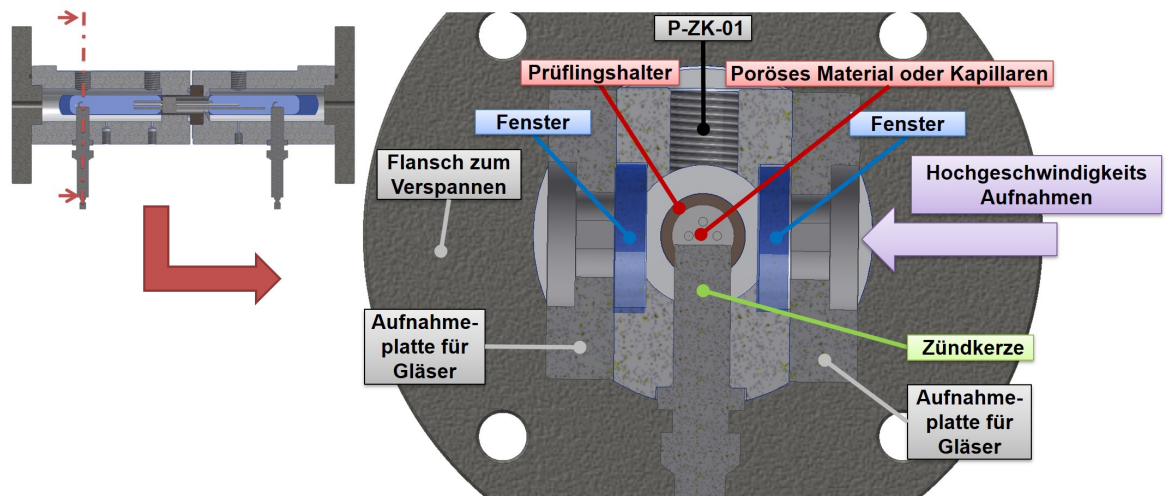


Abbildung 3.3.: Querschnitt der Zündkammer mit Zündkerze, den Glasscheiben, der Aufnahme- richtung der Hochgeschwindigkeitsvideos und eingesetzter Flam- mensperre (hier Kapillaren)

deutlich robuster als die Quarzglasscheiben. Mit steigender Versuchszahl bildete sich auf den Polycarbonatscheiben lediglich eine wachsende Rußschicht, die die Beobachtung zu- nehmend einschränkte. Aus diesem Grund mussten die Polycarbonatscheiben während der Versuchsreihen mehrmals ausgetauscht werden.

Am hinteren Ende der Kammer befindet sich der Prüflingshalter mit dem Prüfling (in Abbildung 3.3 vier Kapillaren). Weiterhin zeigt der Schnitt 3.3, dass die Kammer auf- grund der planen Flächen der Scheiben kein perfekt zylindrisches Innenvolumen aufweist. Direkt oberhalb der Zündkerze befindet sich die Bohrung für den Drucksensor P-ZK-01. Die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen erfolgten durch die in Ansicht 3.3 rechts dargestellte Scheibe.

Abbildung 3.4 zeigt die am Prüfstand verbaute Zündmessstrecke. Das Foto wurde in einer vergleichbaren Konfiguration zu den CAD-Darstellungen (3.2 und 3.3) aufgenommen, es sind ebenfalls Kapillaren in verschiedenen Längen als Flammensperren verbaut.

Zu erkennen sind die drei an der Oberseite montierten Drucksensoren, die beiden Zünd- kerzen an den Unterseiten der Zünd- und Sekundärkammer sowie die Flansche und Ge- windestangen zum Verspannen der Zündmessstrecke.

### 3.2.1. Sensoren, Messtechnik und Datenerfassung

Die innerhalb der Zündmessstrecke ablaufenden Prozesse wurden mittels Druck- und Tem- peratursensoren sowie mithilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgezeichnet. Tabelle 3.2 listet die verwendeten Druck- und Temperatursensoren sowie die Modelle der ver-

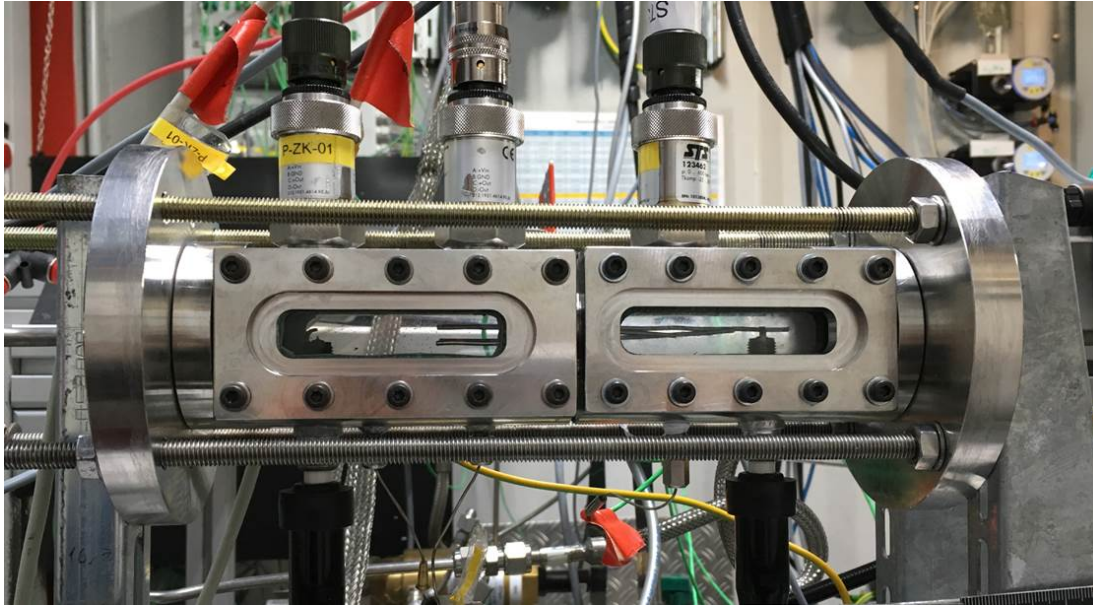


Abbildung 3.4.: Foto der am Prüfstand verbauten Zündmessstrecke

wendeten Hochgeschwindigkeitskameras auf. Die Thermoelemente waren vom Typ K und wurden mit einer Datenerfassungsrate von 100 Hz erfasst. Aufgrund der Trägheit der Mantelthermoelemente wurde diese Datenerfassungsrate als ausreichend angesehen. Die Drucksensoren der Zündmessstrecke (P-ZK-01, P-ZK-02, P-SEK-01) wurden mit 150 kHz abgetastet, um den sehr schnellen Druckanstieg bei der Flammenausbreitung erfassen zu können. Die verwendeten Drucksensoren des Herstellers STS waren piezoresistive Absolutdrucksensoren mit einem Messbereich bis 600 bar bei 850 bar Überlasttoleranz. Während der Zündversuche traten kurzzeitig sehr hohe Spitzendrücke auf, aus diesem Grund wurden Sensoren mit einem entsprechend hohen Druck- und Überlastbereich eingesetzt. Alle in dieser Arbeit angegebenen Druckwerte stellen Absolutdrücke dar.

Die Bildrate der Hochgeschwindigkeitskameras wurde auf den Maximalwert für den gewählten Bildausschnitt und die gewählte Auflösung eingestellt. So ergab sich für die monochrome High-Speed Kamera (Photron SA 1.1) eine maximale Bildrate von 62500 fps bei einer Auflösung von 1024x80 Pixeln und für die polychrome Kamera (Photron SA-X2) eine maximale Bildrate von 120000 fps bei einer Auflösung von 1024x88 Pixeln. Der Bildausschnitt wurde beim Großteil der Versuche so gewählt, dass beide Kammern der Zündmessstrecke auf der Aufnahme zu erkennen sind. Aus diesem Grund war der Bildausschnitt breit (1024 Pixel) bei einer nur geringen Höhe (80 bzw. 88 Pixel).

Zur Steuerung und Datenerfassung des Prüfstandes wurde ein ADwin-Pro-II Echtzeitmesssystem mit einem 300 MHz T11 Prozessor der Firma Jäger Messtechnik verwendet. Während der eigentlichen Versuchssequenz wurden nur die Daten der direkt an der Zündmessstrecke verbauten Sensoren (siehe Tabelle 3.2) erfasst und gespeichert. Diese Reduktion der abgetasteten Sensoren ermöglichte die gewünschte, hohe Datenrate. Die Aktivie-



Sensorart	Bezeichnung	Sensortyp	Erfassungsrate
Thermoelemente	T-ZK-01	Typ-K, $\varnothing$ 0,5 mm	100 Hz
	T-ZK-02	Typ-K, $\varnothing$ 0,5 mm	
	T-SEK-01	Typ-K, $\varnothing$ 1 mm	
Drucksensoren	P-ZK-01	STS TM 600 bar	150 kHz
	P-ZK-02		
	P-SEK-01		
Kameras	HS-K SW	Photron Fastcam SA 1.1	62500 fps
	HS-K FA	Photron Fastcam SA-X2	120000 fps

Tabelle 3.2.: An der Zündmessstrecke verbaute Sensoren und verwendete Hochgeschwindigkeitskameras

rung der Hochgeschwindigkeitskamera und der Start der Datenerfassung erfolgte zeitlich synchronisiert über einen Triggerausgang des ADwin Systems. So wurde eine identische, synchronisierte Zeitskala für die Kameraaufnahmen und die Messdaten erhalten.

Vor Beginn einer jeden Versuchskampagne wurden die eingesetzten Drucksensoren im DLR eigenen Messtechniklabor kalibriert. Weiterhin wurden im Laufe einer Versuchsreihe die verwendeten Sensoren regelmäßig mit Referenzmessstellen abgeglichen und auftretende Abweichungen notiert. Eine detaillierte Beschreibung des Verfahrens zu Ermittlung der Messfehler findet sich in Anhang D.1.

### 3.3. Prüflinge: Kapillaren und poröse Materialien als Flammensperren

In diesem Abschnitt werden die Eigenschaften der als Flammensperren verwendeten Kapillaren und porösen Materialien dargestellt. Die Prüflinge wurden mithilfe eines Prüflingshalters in den Zwischenraum der beiden Versuchskammern (Zünd- und Sekundärkammer) eingebracht (siehe Abbildung 3.2). Der Prüflingshalter weist entsprechende Dichtflächen auf, um eine sichere Abdichtung zwischen den beiden Versuchskammern zu gewährleisten. In einer ersten Versuchsreihe wurden Edelstahlkapillaren (AISI 316, 1.4401) mit Innendurchmessern von 0,1 mm bis 0,5 mm bei einem Außendurchmesser von 1/16" (1,5875 mm) eingesetzt. Die Kapillaren wurden vom Hersteller LATEK Labortechnik als Zuschnitt in den Längen von 60 bis 120 mm bezogen. Da die Edelstahlkapillaren einen definierten

### 3.3. Prüflinge: Kapillaren und poröse Materialien als Flammensperren

Durchmesser besitzen, dienten diese Versuche unter anderem als Referenz für die später durchgeführten Experimente mit porösen Materialien. Die Durchmesserbereiche der Kapillaren wurden so gewählt, dass sie vergleichbar mit den äquivalenten Porengrößen der untersuchten porösen Materialien sind. Zusätzlich erfolgt die Auswahl der Kapillardurchmesser anhand der bekannten Normspaltweiten und Löschdurchmesser für ein Lachgas/Ethen Gemisch. So beträgt die Normspaltweite (Definition siehe Abschnitt 2.2.4) von  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$  bei einem bar zwischen 0,24 und 0,32 mm [180, 219, 240], während der Löschdurchmesser im Bereich 0,369 bis 0,492 mm (siehe Abschnitt 2.2.4) liegt. Anhand der Untersuchungen mit Kapillaren wurde beleuchtet, wie die Länge und der Durchmesser der Flammensperre das Flammenlöschen bzw. die kritischen Péclet-Zahlen beeinflussen. Weiterhin wurde untersucht, inwieweit die Eintrittsposition der Flamme einen Einfluss auf die Löscheigenschaften der Flammensperre hat.

In einer weiteren Versuchsreihe wurden poröse Sintermetalle aus Bronze (CuSn12, 2.1052) und Edelstahl (AISI 316L, 1.4404) als Flammensperren eingesetzt. Hierbei wurde ebenfalls untersucht, inwieweit die Porengröße und Länge des Materials den Vorgang des Flammenlöschens beeinflussen.

In einer abschließenden Versuchsreihe wurden Glaskapillaren mit einem Durchmesser von 0,5 mm und einer Länge von 100 mm eingesetzt. Mithilfe der transparenten Glaskapillaren und der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen konnte so der Vorgang des Flammendurchschlags aufgenommen werden. Weiterhin wurde anhand der Versuche mit Edelstahl- und Glaskapillaren der Einfluss des Wandmaterials auf das Flammenlöschverhalten beleuchtet.

#### 3.3.1. Kapillaren in 0,1 mm bis 0,5 mm Durchmesser aus Edelstahl (AISI 316, 1.4401)

Die eingesetzten Edelstahlkapillaren wurden in 3 verschiedenen Konfigurationen getestet, um den Einfluss der Flammeneintrittsposition, den Einfluss der Kapillarlänge, den Einfluss des Durchmessers und den Einfluss der Flammenaustrittsposition auf den Flammendurchschlag zu untersuchen. Die getesteten Kapillaren wiesen Innendurchmesser von 0,1 bis 0,5 mm in 0,1 mm Abstufungen auf. Alle Kapillaren wurden bereits vom Hersteller auf die gewünschte Länge (60, 80, 100 oder 120 mm) zugeschnitten.

Abbildungen 3.5a bis 3.5e zeigen Mikroskopaufnahmen der verwendeten Kapillaren.

Tabelle 3.3 listet die getesteten Konfigurationen auf. Die Versuche in Konfiguration 1 wurden mit vier 0,5 mm durchmessenden Kapillaren, die eine Länge von 80 mm und einen Abstand zur Zündkerze von 38 mm aufweisen, durchgeführt. Bei Konfiguration 1 lag die Eintritts- und Austrittsposition der Kapillaren jeweils in einer Ebene senkrecht zur Beobachtungsebene.

In Konfiguration 2 wurden vier Kapillaren mit unterschiedlichen Längen (60, 80, 100, 120 mm) getestet. Für diese Versuchsreihe wurde ebenfalls ein konstanter Abstand von 38 mm

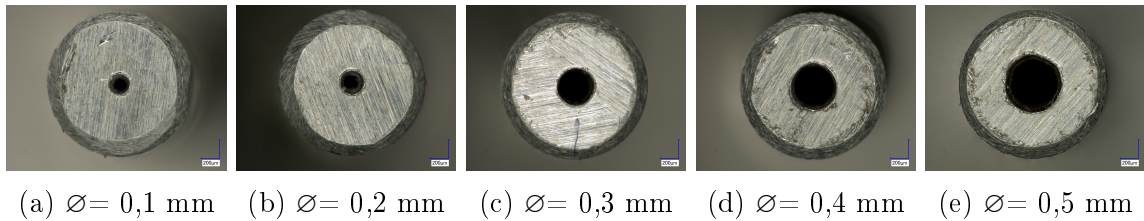


Abbildung 3.5.: Mikroskopaufnahmen der verwendeten Kapillaren mit Bohrungsdurchmessern von 0,1 bis 0,5 mm

zur Zündkerze in der Zündkammer gewählt und die verwendeten Kapillardurchmesser betrugen 0,3 und 0,5 mm.

Konfiguration 3 diente schließlich dazu, die Einflüsse von Eintrittsposition und Durchmesser auf das Flammenlöschverhalten zu untersuchen. Hierbei wurden jeweils vier Kapillaren gleichen Durchmessers in einer Länge von 80 mm verwendet, die allerdings jeweils um 5 mm gegeneinander versetzt eingebaut wurden. So ergaben sich Abstände von 33, 38, 43 und 48 mm zur Elektrode der Zündkerze in der Zündkammer. In Konfiguration 3 wurden alle vorhandenen Durchmesser getestet, somit konnte sowohl der Einfluss des Durchmessers als auch der Einfluss der Eintrittsposition in mehreren Testdurchläufen analysiert werden.

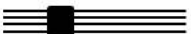
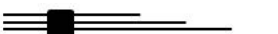
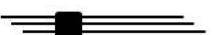
Anordnung	Länge [mm]	Durchmesser [mm]	Abstand zur Zündquelle [mm]
Konfiguration 1: 	80	0,5	38
Konfiguration 2: 	60, 80, 100, 120	0,1; 0,3	38
Konfiguration 3: 	80	0,1-0,5	33, 38, 43, 48

Tabelle 3.3.: Getestete Kapillarkonfigurationen und Variationen der Parameter Länge, Durchmesser und Abstand zur Zündkerze

Mithilfe der obigen Kombinationen konnten folgende Einflussfaktoren auf das Flammenlösch- bzw. auf die kritischen Péclet-Zahlen untersucht werden:

- **Auswirkung der Kapillarlänge: Konfiguration 2**

Nach der Flammenlösch-/Quenchingtheorie hat die Länge keinen Einfluss auf das Löschvermögen der Flammensperre (siehe Kapitel 2.2.2). Dem entgegen stehen die

### 3.3. Prüflinge: Kapillaren und poröse Materialien als Flammensperren

empirischen Korrelationen aus Abschnitt 2.2.4 (bspw. Gleichung 2.63 und Gleichung 2.64), denn diese zählen die axiale Ausdehnung der Flammensperre zu den wesentlichen Einflussfaktoren auf die Löscheigenschaften der Flammensperre. Aus diesem Grund galt es, in den Versuchsreihen einen möglichen Längeneinfluss auf die Flammenlöscheigenschaften der Kapillaren zu untersuchen und zu bewerten.

- **Einfluss der Eintrittsposition: Konfiguration 3**

In der Literatur [206] wird die Entfernung zur Zündquelle häufig als wesentlicher Parameter bei der Auslegung einer Flammensperre betrachtet. Zusätzlich wurde bereits bei vorhergehenden Experimenten [263] vermutet, dass die Eintrittsposition aufgrund des Druckanstiegs während der Flammenausbreitung ein wesentlicher Einflussfaktor auf den Löschdurchmesser darstellt. Aus diesem Grund wurde der Einfluss der Flammeneintrittsposition in einer eigenen Konfiguration untersucht.

- **Effekt des Durchmessers: Konfiguration 3**

Der Durchmesser geht linear in die Berechnung der Péclet-Zahl ein (siehe Gleichung 2.50). Wird anhand der Stoffdaten und laminaren Flammengeschwindigkeiten die Péclet-Zahl berechnet, so sollte sich für verschiedene Durchmesser eine konstante kritische Péclet-Zahl ergeben. Diese konstante, kritische Péclet-Zahl sollte die Grenze zwischen Flammendurchschlag und Flammenlöschen markieren.

- **Einfluss der Austrittsposition: Vergleich zwischen Konfiguration 1 und 3**

Treten bei einem Flammendurchschlag durch die Flammensperre nur sehr geringe Mengen reagierenden Gases in den Bereich hinter der Flammensperre aus, so kann es aufgrund der schnellen Dissipation von Wärme zum Verlöschen der Flamme kommen. In diesem Fall würde das Gemisch in der zweiten Kammer nicht reagieren und es entstünde der Eindruck, dass die Flammensperre erfolgreich die Flamme gelöscht hat. In vorherigen Versuchen [263] konnte ein Flammenaustritt aus der Flammensperre beobachtet werden, ohne dass es zu einer Zündung des Frischgemischs in der zweiten Kammer kam. Diesen Vorgang galt es näher zu untersuchen. Indem die Konfigurationen 1 und 3 verglichen wurden, konnte evaluiert werden, ob der gleichzeitige Flammenaustritt in einer Ebene die Zündung begünstigt.

Wie in Tabelle 3.3 dargestellt, wurden jeweils vier Kapillaren gemeinsam in einem Kapillarträger getestet. Um die Kapillaren im Träger zu befestigen, wurden die Kapillaren in Bohrungen des Trägers eingebracht und diese dann mit Epoxidharz verfüllt. Eine detaillierte Darstellung, wie die Kapillaren eingebracht und der Träger ausgegossen wurde, findet sich bei Wenzel [263]. Abbildung 3.6b zeigt die Kapillarträger mit eingesetzten Kapillaren in Konfiguration 2 und 3.

Der zylindrische Teil des Kapillarträgers wurde nach Einbringen der Kapillaren mit einem Schrumpfschlauch umgeben und in den Prüflingshalter eingepresst. Durch das Gummi des Schrumpfschlauchs konnte in allen Versuchen eine gute Abdichtung des Kapillarträgers mit dem Prüflingshalter sichergestellt werden. Die Einbauposition des Prüflingshalters



Abbildung 3.6.: Kapillarträger, Kapillaren in Kapillarträger verbaut und der Prüflingshalter

mit im Kapillarträger montierten Kapillaren, ist in der Schnittzeichnung (Abbildung 3.2) dargestellt.

### 3.3.2. Glaskapillaren aus Borosilicatglas 3.3 mit 0,5 mm Durchmesser

In einer weiteren Versuchsreihe wurden die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Edelstahlkapillaren durch Glaskapillaren aus Borosilicatglas ersetzt. Die hierbei getesteten Konfigurationen sind in Tabelle 3.4 dargestellt.


Anordnung	Länge [mm]	Durchmesser [mm]	Abstand zur Zündquelle [mm]
Konfiguration 3: 	100	0,5	33, 38, 43, 48

Tabelle 3.4.: Getestete Kapillarkonfiguration mit Borosilicat-Glaskapillaren

Die Glaskapillaren wurden ebenfalls in Konfiguration 3 im Kapillarträger angeordnet (siehe Abbildung G.3 des Anhangs). Somit konnte untersucht werden, inwieweit die verschiedenen Eintrittspositionen die Flammenausbreitung innerhalb der Kapillare beeinflussen. Durch die transparenten Wände der Glasröhrchen konnte die Flammenausbreitung innerhalb der Kapillare beobachtet werden. Die Glaskapillaren wiesen eine Länge von 100 mm auf. Die Länge erlaubte erstens eine gute Sichtbarkeit der Kapillaren im Aufbau, zweitens war zur Analyse der Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten innerhalb der Kapillaren eine ausreichende Lauflänge vorhanden.

Der Durchmesser der eingesetzten Glaskapillaren betrug 0,5 mm. Als Durchmesser wurde mit 0,5 mm der größte Durchmesser der zuvor getesteten Edelstahlkapillaren verwendet,

### 3.3. Prüflinge: Kapillaren und poröse Materialien als Flammensperren

um eine gute Sichtbarkeit der innerhalb der Kapillaren ablaufenden Prozesse zu gewährleisten.

Analog zur Konfiguration 3 der Edelstahlkapillaren wurde der Abstand zur Zündkerze in 5 mm Schritten variiert. Für den Ein- bzw. Auslass der vier eingesetzten Kapillaren ergab sich so ein Abstand von 33 bis 48 mm zur Elektrode der innerhalb der Zündkammer verbauten Zündkerze.

#### 3.3.3. Poröse Materialien aus Sinterbronze und gesintertem Edelpulver

Neben den bisher beschriebenen Kapillaren aus Edelstahl und Borosilicatglas wurde in weiteren Testreihen poröse Sintermetalle aus Bronze (CuSn12, 2.1052) und Edelstahl (AISI 316L, 1.4404) als Flammensperren erprobt.

Die Materialien mit den Markennamen SIKA B (Bronze) und SIKA R (Edelstahl) des Herstellers GKN Sinter Metals Filters GmbH wurden in verschiedenen Porenfeinheiten und Längen als Flammensperren getestet.

Material	B 200	B 150	B 100	B 80	B 60	R 200	R 150
Länge [mm]	7; 10,5; 21						
Ø [mm]	12,45						
$d_p$ [mm]	0,573	0,344	0,232	0,200	0,123	0,287	0,246
$\alpha_p$ [ $10^{-12}m^2$ ]	463	248	127	114	50	150	117
$\beta_p$ [ $10^{-7}m$ ]	1046	643	406	282	202	69	53
Porosität laut Hersteller [%]	48	44	42	42	37	50	48
Gemessene Porosität [%]	38,27	36,97	36,08	36,94	36,38	50,56	47,50

Tabelle 3.5.: Eigenschaften der getesteten porösen Sintermetalle. Die Werte für  $d_p$  wurden nach Gleichung 2.75 und den Herstellerangaben [254] berechnet.  $\alpha_p$  und  $\beta_p$  konnten dem Datenblatt des Herstellers entnommen werden [254]. Die Angaben zur Porosität wurden vom Hersteller auf Anfrage per Email mitgeteilt und anhand der Materialdichte und der Prüflingsgeometrie bestimmt

Tabelle 3.5 listet die verwendeten Sintermetalle und ihre charakteristischen Eigenschaften auf. Die verwendeten Sintermetalle wiesen die Längen 7 mm, 10,5 mm und 21 mm auf. Poröse Materialien dieser Längen wurden bereits im HyNOx-Experimentaltriebwerk eingesetzt [265–267] und für Druckverlustmessungen [268, 269] verwendet. Durch die Verwendung von Materialien mit identischen Längen sollte die Vergleichbarkeit zu bereits durchgeführten Experimenten ermöglicht werden.

Alle porösen Materialien wurden mit einem Nenndurchmesser von 12,45 mm bestellt. Um eine gute Abdichtung während der Experimente zu gewährleisten, wurden die Materialien mit einem Schrumpfschlauch umgeben. Der Schrumpfschlauch diente zusätzlich dazu, etwaige Ungleichmäßigkeiten an den Außenflächen der porösen Sintermetalle auszugleichen. So konnte eine gute Dichtwirkung zwischen porösem Material und Prüflingshalter sichergestellt werden.

Die äquivalenten Porendurchmesser  $d_p$  der Materialien wurde mithilfe von Gleichung 2.75 (DIN 4003:1990 [252]) und den Herstellerangaben [254] berechnet. Hierbei ist anzumerken, dass die Porengrößen im Material statistisch verteilt sind und der äquivalente Porendurchmesser  $d_p$  meist um den Faktor 2-5 größer ist, als die mittlere Porengröße [254]. Mit Hinblick auf die Fähigkeit des Materials die Flamme zu löschen, hat die Verwendung des äquivalenten Porendurchmessers  $d_p$  den Vorteil, dass hierbei die größten Poren als Vergleichsmaßstab herangezogen werden. Nur wenn die größte Pore eines porösen Materials noch zuverlässig die Flamme löscht, eignet sich das Material unter den jeweiligen Randbedingungen als Flammensperre.

Die Koeffizienten  $\alpha_p$  und  $\beta_p$  der Forchheimer-Gleichung (2.77) wurden ebenfalls dem GKN Datenblatt [254] entnommen und konnten zur Berechnung der Druckverluste verwendet werden.

Die Porositäten der verwendeten Materialien wurden beim Hersteller erfragt und stellen Durchschnittswerte für die verwendeten Verfahren und Metallpulver dar. Sie wurden vom Hersteller nach DIN 2738 [270] ermittelt. Zusätzlich erfolgte im Rahmen dieser Arbeit die Berechnung der Porosität über die Dichte der Grundmaterialien und die geometrischen Abmessungen der Prüflinge.

Die Abbildungen 3.7a und 3.7b zeigen exemplarisch zwei der verwendeten porösen Materialien aus Edelstahl (SIKA R) und Sinterbronze (SIKA B). Hier dargestellt sind die unbearbeiteten Materialien mit 12,45 mm Außendurchmesser und 21 mm Länge, so wie sie vom Hersteller geliefert wurden. Rechts neben den beiden Fotos der Materialien befinden sich Mikroskopaufnahmen der Materialoberflächen. Der rote Maßstab am Fuße der Bilder beträgt 0,2 mm bei dem Material aus Edelstahl und 0,4 mm bei der Sinterbronze. Anhand der Aufnahmen 3.7a und 3.7b sind die unterschiedlichen Strukturen der Materialien deutlich zu erkennen. Während das Material aus Edelstahlpulver eine chaotische, zerklüftete Struktur aufweist, zeigt das Material aus Sinterbronze noch deutlich die ursprünglichen, regelmäßigen Kugeln aus denen das Bronzepulver vor dem Sintervorgang besteht. Vermutlich bildet das Edelstahlpulver des SIKA R Materials beim Sintern sehr scharfkantige Strukturen aus. Dagegen wachsen die Kugeln der Sinterbronze an den Kugelaußenflächen zusammen und die relativ glatte Oberfläche der Kugeln bleibt erhalten.

### 3.3. Prüflinge: Kapillaren und poröse Materialien als Flammensperren



(a) Sintermaterial aus Edelstahl (1.4404), Handelsname SIKA R



(b) Sintermaterial aus Bronze (2.1052), Handelsname SIKA B

Abbildung 3.7.: Makroskopische und mikroskopische Aufnahme der verwendeten, unbearbeiteten Sintermetalle, Durchmesser 12,45 mm und Länge 21 mm

Analog zu den Kapillaren wurden die porösen Materialien in einem Prüflingshalter befestigt. Im Unterschied zum Prüflingshalter der Kapillaren wurde der Halter für die porösen Materialien verlängert, sodass ein Ende des porösen Materials im Bereich der Fenster der Zündkammer lag und der Flammenein- bzw. austritt direkt beobachtet werden konnte (siehe Abbildung 3.8). Im Verlauf der Versuche zeigte sich allerdings, dass der genaue Flammeneintritt aufgrund einer Vielzahl an Reflexionen und einer Überbelichtung der Kamera nicht eindeutig bestimmt werden kann. So wurde in der Mehrzahl der Versuche die Zündung in der Sekundärkammer ausgelöst und im Falle eines Flammendurchschlags der Flammenaustritt aus dem porösen Material in die Zündkammer beobachtet. Um vergleichbare Eintrittsbedingungen für die drei verwendeten Längen der porösen Materialien (7, 10,5 und 21 mm) zu schaffen, wurden Prüflingshalter mit unterschiedlichen Längen konstruiert. Die Längen wurden so gewählt, dass der Abstand von der Zündkerze der Sekundärkammer zum porösen Material für alle drei Längen identisch ist. Durch die identischen Abstände wurde die Laufstrecke der Flamme von der Zündkerze zur Flammensperre konstant gehalten.

Abbildung 3.8 zeigt die drei Prüflingshalter im verbauten Zustand mit porösen Materia-



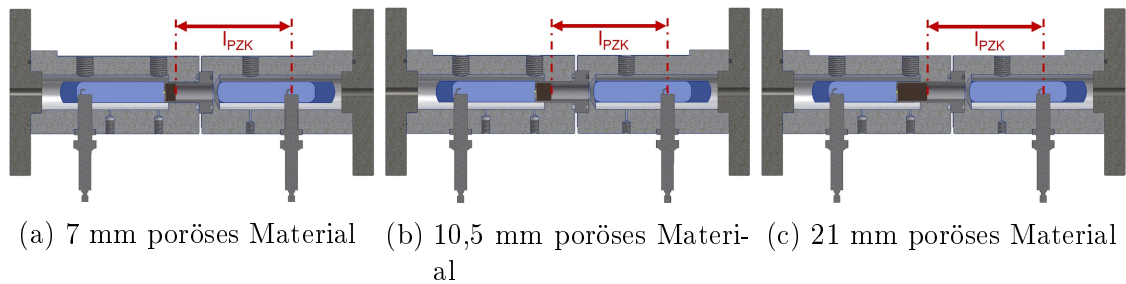


Abbildung 3.8.: Die Zündmessstrecke mit eingesetzten porösen Materialien in 7, 10,5 und 21 mm Länge. Der Abstand  $l_{PZK}$  beträgt jeweils 83,5 mm

lien in den verwendeten Längen. Der Abstand  $l_{PZK}$  von der Zündkerze zur Ein- bzw. Austrittsfläche des porösen Materials ist dabei immer identisch und beträgt 83,5 mm.

### 3.4. Versuchsvorbereitung, Gemischherstellung und Versuchsdurchführung

Im folgenden Abschnitt ist die Versuchsvorbereitung und -durchführung zusammengefasst. Der detaillierte Ablauf des Vorgehens bei den Versuchen ist im Anhang D.2 dargestellt. Im Laufe der vorausgegangenen Versuchsreihen von Lauck [262] und Wenzel [263] erfolgte eine stete Evaluation und Optimierung der Versuchsabläufe. So weicht der in einigen Veröffentlichungen [271–273] dargestellte Versuchsablauf geringfügig von dem hier dargestellten, optimierten Ablauf ab.

#### 3.4.1. Versuchsvorbereitung

Vor Beginn einer jeden Versuchsreihe wurde die zu untersuchende Flammensperre in der Zündmessstrecke verbaut. Im Anschluss erfolgte eine Druckprobe der Zündmessstrecke, des Misch tanks sowie der Versorgungsleitungen. Hierzu wurde der gesamte Aufbau mit  $N_2$  beaufschlagt. War die Druckprobe erfolgreich, so wurde der gesamte Versuchsaufbau inklusive Zuleitungen mithilfe einer Vakuumpumpe evakuiert. Nachdem sich ein konstanter Unterdruck ( $< 20$  mbar) im Versuchsaufbau eingestellt hatte, wurde das Ventil zur Vakuumpumpe geschlossen und die Gemischherstellung konnte beginnen.

Zur Gemischherstellung wurde der Misch tank zunächst mit Ethen bei einem Druck von ca. 3 bar befüllt. Anhand der exakten Druck- und Temperaturdaten im Misch tank wurde unter Vorgabe des gewünschten Mischungsverhältnisses, der Annahme dass sich die Gase wie ideale Gase mischen sowie den Stoffdaten aus Refprop [110], der notwendige Lachgas-

### 3.4. Versuchsvorbereitung, Gemischherstellung und Versuchsdurchführung

druck berechnet. Eine genaue Beschreibung des Vorgehens findet sich in Anhang D.2.1. Nach Bestimmung des notwendigen Lachgasdruckes wurde der Mischtank bis zu diesem Druck mit  $\text{N}_2\text{O}$  befüllt. Um eine gute Durchmischung der Gase zu erlauben, wurde anschließend eine Wartezeit von mindestens 5 Minuten eingehalten.

Im Anschluss erfolgte die Befüllung der Zündkammern mit Gasgemisch und die Entnahme einer Gasprobe. Anhand der Gasprobe konnte im physikalisch-chemischen Labor des DLR mittels Gaschromatographie das exakte Mischungsverhältnis bestimmt werden. Nach Entnahme der Gasprobe wurde das  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemisch in den Versuchskammern auf den gewünschten Zünddruck abgelassen und der Versuchsaufbau war bereit für die Zündversuche.

#### 3.4.2. Versuchsdurchführung

Am Anfang einer jeden Versuchsreihe wurde der Druck des  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemischs soweit abgelassen, dass es bei der ersten Zündung möglichst nicht zu einem Flammendurchschlag durch die Flammensperre kam. Nach erfolgter Zündung wurde das entstandene Abgas mithilfe der Vakuumpumpe abgesaugt. Nach Abschluss der Evakuierung war der Aufbau bereit für die nächste Zündung und wurde über den Mischtank erneut befüllt.

Anhand der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen sowie der Druck- und Temperaturwerte konnte ermittelt werden, ob die Flamme durch die Flammensperre hindurch geschlagen war. Trat kein Flammendurchschlag auf, so wurde der Druck des Frischgemischs in der Kammer vor der Zündung erhöht und der Versuch wiederholt. Der Zünddruck wurde so lange gesteigert, bis es zu einem Flammendurchschlag kam. Nach Auftreten eines Flammendurchschlags wurde der Druck wieder so lange reduziert, bis kein Flammendurchschlag mehr zu beobachten war. Wurde der Zünddruck, bei dem es zum Durchschlag kommt auf weniger als 0,1 bar genau ermittelt, so wurde die Versuchsreihe beendet.

Anhand der Druck- und Temperaturdaten bei der Zündung bzw. beim Flammeneintritt wurden im Anschluss die in Abschnitt 4.3 beschriebenen Kenngrößen wie die Péclet-Zahl und der Explosionsdruck ermittelt. So konnte für jede der verwendeten Flammensperren die Bedingungen abgeleitet werden, bei denen es zum ersten Mal zu einem Flammendurchschlag kommt.

Eine ausführliche Beschreibung des Versuchsablaufs und der Versuchsdurchführung ist in Anhang D.2.2 gegeben.



## Kapitel 4.

# Ergebnisse und Diskussion der Flammenausbreitungs- und Flammensperrenexperimente

Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse der Flammenausbreitungs- und Flammensperrenexperimente beschrieben und diskutiert.

Im ersten Unterabschnitt wird der Verlauf der Flammenausbreitung nach der Zündung sowie nach dem Durchschlag durch die Flammensperre dargestellt. Typische Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der Flammenausbreitung für Versuche mit und ohne Durchschlag durch die Flammensperre werden gezeigt und diskutiert. Die Geschwindigkeitsverläufe sowie die durchschnittlichen Geschwindigkeiten der Flammenfront vor und nach einem Flammendurchschlag wurden anhand der Videoaufnahmen ermittelt.

Im darauf folgenden Abschnitt werden die während der Versuche erfassten Druck- und Temperaturdaten gezeigt. Zusätzlich zu den optischen Untersuchungen konnte anhand der Druck- und Temperaturwerte detektiert werden, ob es zu einem Flammendurchschlag mit einer Entzündung des unverbrannten Gases gekommen war.

Im nächsten Abschnitt wird zunächst erläutert, welche Faktoren das Verlöschen einer Flamme innerhalb einer Flammensperre beeinflussen. Im Anschluss folgt die Analyse und Diskussion der eigentlichen Flammensperrenexperimente. Hierbei werden zunächst die Experimente mit Edelstahl- und Glaskapillaren beschrieben und analysiert. Anhand der Versuche mit Kapillaren wurde untersucht, inwieweit die Ein- und Austrittsposition, die Länge und der Durchmesser der Flammensperre deren Flammenlöschverhalten beeinflusst. Zusätzlich konnte durch den Vergleich der Versuche mit Edelstahl- und Glaskapillaren der Einfluss des Wandmaterials auf das Flammenlöschverhalten beleuchtet werden. Die Glaskapillaren erlaubten weiterhin die Visualisierung der Vorgänge im Inneren der Flammensperre bei einem Flammendurchschlag. Mithilfe der so durchgeführten Versuche an Kapillaren wurden die allgemeinen Einflussfaktoren auf das Flammenlöschen und die dabei ablaufenden Prozesse analysiert.

Anschließend werden die Versuche mit porösen Sintermetallen als Flammensperren be-

schrieben und diskutiert. Die Ergebnisse der Versuche mit Kapillaren wurden hierbei eingesetzt um einzelne Einflussfaktoren bei den darauf folgenden Testreihen mit porösen Materialien zu vermeiden oder gesondert zu untersuchen. So wurde bspw. bei den Versuchen mit porösen Materialien die Eintrittsposition konstant gehalten um den Längeneinfluss der porösen Materialien gesondert betrachten zu können. Zum Abschluss folgt ein Vergleich der Versuche mit Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren. Die dabei auftretenden Unterschiede werden dargestellt und diskutiert.

Insgesamt wurden drei verschiedene Ausbaustufen der Zündmessstrecke konstruiert, gefertigt und in verschiedenen Testkampagnen eingesetzt [262–264, 272, 274]. Mit allen drei Messstrecken wurden in Summe 892 Versuche durchgeführt. In den folgenden Abschnitten sind die Ergebnisse der Versuche dargestellt, die mithilfe der letzten Version der Zündmessstrecke (siehe Abbildung 3.2) erhalten wurden. In dieser letzten Versuchsreihe wurden insgesamt 309 Zündversuche durchgeführt und zur Auswertung herangezogen.

## **4.1. Flammenausbreitungsprozesse und -geschwindigkeiten**

In diesem Abschnitt wird mithilfe der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen die Flammenausbreitung innerhalb der Zündmessstrecke beschrieben und analysiert.

Hierbei wird zunächst beleuchtet, welche Flammenausbreitungsstadien und -geschwindigkeiten sich nach der Zündung an der Zündkerze in der Sekundärkammer ergeben. Die Ermittlung der Ausbreitungsgeschwindigkeiten erfolgt dabei für diejenigen Versuche, bei denen poröse Materialien als Flammensperren eingesetzt wurden. Aus zwei Gründen werden lediglich die Versuche in der Sekundärkammer mit porösen Materialien als Flammensperre ausgewertet: Ersten ragten in der Mehrzahl der Versuche die porösen Materialien und die Kapillaren weit in die Zündkammer hinein. Durch das Hineinragen der Flammensperren kommt es zu Wechselwirkungen zwischen der Flammenfront und den Flammensperren bei der Ausbreitung der Flamme in der Zündkammer. Zweitens nehmen die Kapillaren zusätzlich einen großen Raum in der Sekundärkammer ein und Wechselwirken dort mit der sich ausbreitenden Flamme. Um nun die Geschwindigkeiten bei einer möglichst ungestörten Flammenausbreitung zu ermitteln, wurden folglich die Versuche mit einer Zündung in der Sekundärkammer bei Verwendung von porösen Materialien als Flammensperren ausgewertet.

Anschließend werden die Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten nach einem erfolgten Durchschlag dargestellt. Die Flammengeschwindigkeiten nach einem Durchschlag wurden dabei sowohl innerhalb der Zündkammer als auch innerhalb der Sekundärkammer bestimmt. Da es bei den Versuchen mit Kapillaren selten zu einem Flammendurchschlag mit einer Entzündung des Frischgemischs kam, wurden hier ebenfalls nur die Versuche mit porösen Flammensperren zur Auswertung herangezogen.

#### 4.1. Flammenausbreitungsprozesse und -geschwindigkeiten

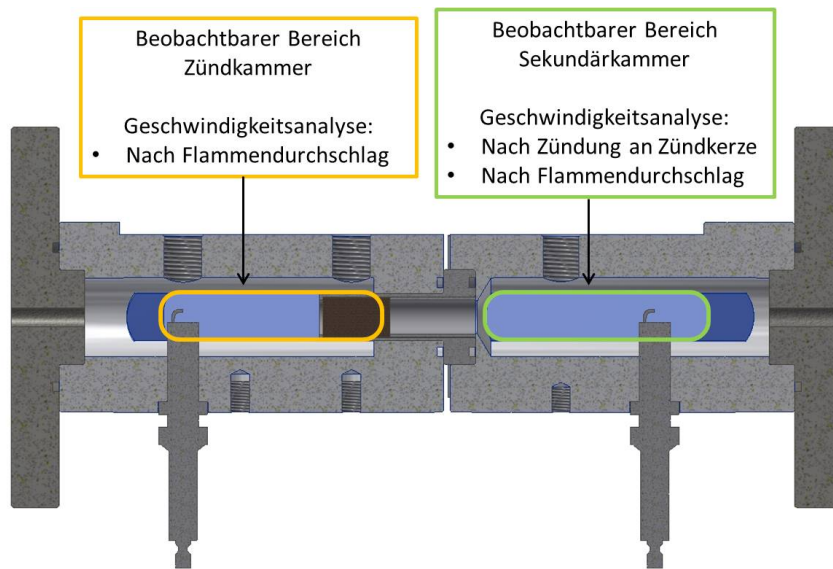


Abbildung 4.1.: Zündmessenstrecke mit verbauter, poröser Flammensperre in 21 mm Länge. Orange Markierung kennzeichnet den beobachtbaren Bereich in der Zündkammer, grüne Markierung den optisch zugänglichen Bereich der Sekundärkammer.

Abbildung 4.1 zeigt den Schnitt der Zündmessenstrecke mit verbautem porösem Material. In grün und orange sind die beiden Bereiche der Kammern markiert, die durch die Scheiben beobachtet werden können. Im Bereich der Sekundärkammer (grüne Markierung) wurden sowohl die Flammengeschwindigkeiten nach der Zündung an der Zündkerze als auch die Geschwindigkeiten nach einem Flammendurchschlag von Zünd- in Sekundärkammer ermittelt. Im Bereich der Zündkammer (orange Markierung) wurden die Geschwindigkeiten bestimmt, die sich nach einem Flammendurchschlag von der Sekundär- in die Zündkammer ergaben.

##### 4.1.1. Flammenausbreitung nach der Zündung

Abbildung 4.2 zeigt die Flammenausbreitung bei einer Zündung innerhalb der Sekundärkammer. Der Zünddruck betrug bei diesem Versuch 1,31 bar, das Mischungsverhältnis  $\Phi$  war 1, die Gemischtemperatur vor der Zündung betrug 280,75 K und die Bildrate der Kamera war 120000 Bilder pro Sekunde.

Die Aufnahmen veranschaulichen die Flammenausbreitung ausgehend von der Zündung, die einzelnen Bilder (1-16) zeigen Aufnahmen im Abstand von jeweils 0,1 ms. Bei einer Bildrate von 120000 Bildern pro Sekunde befinden sich also jeweils 11 Aufnahmen zwischen den in Abbildung 4.2 dargestellten Ausschnitten. Die Flammenausbreitung in Abbildung

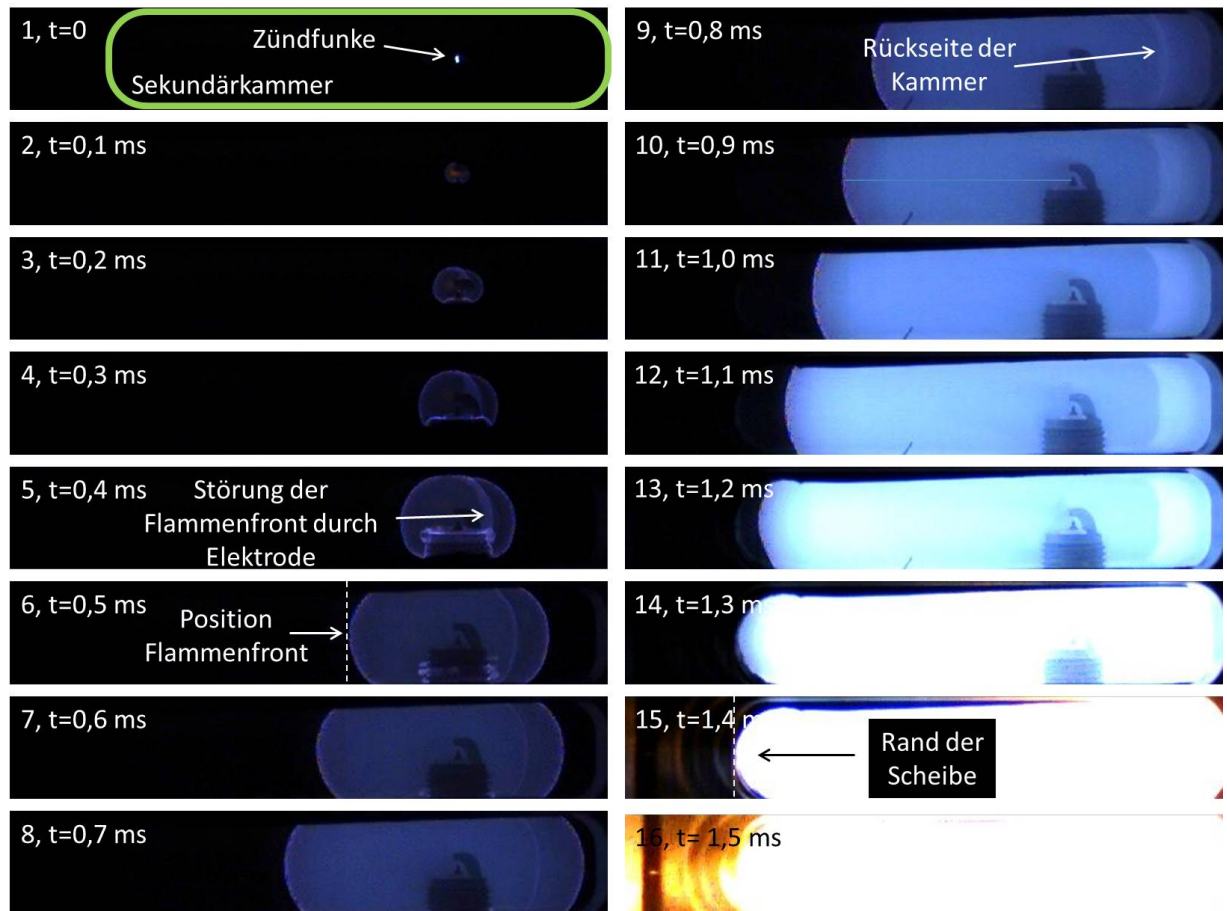


Abbildung 4.2.: Typische Flammenausbreitung in der Sekundärkammer, Zünddruck 1,31 bar, Zündtemperatur 280,75 K,  $\Phi=1$ , zeitlicher Abstand der Bilder jeweils 0,1 ms, verbaute Flammensperre SIKA R150

4.2 durchläuft einen Teil der bereits in Kapitel 2.1 beschriebenen, sowie in [119–121, 125] dargelegten Phasen. Folgende Stadien lassen sich anhand der Einzelbilder unterscheiden:

- Ausgehend vom Zündfunke (Bild 1) breitet sich die Flamme zunächst kugelförmig aus (Bild 2-5). Die Bilder 3 bis 9 zeigen die Entstehung und Ausbreitung einer durch die Elektrode der Zündkerze verursachten Störung der Flammenfront. Die Störung wandert nach rechts und ist schließlich ab Bild 10 nicht mehr zu erkennen.
- Aufgrund des mit der Verbrennung einhergehenden starken Temperaturanstiegs und der Dichteänderung über die Flammenfront hinweg, ergibt sich eine starke Expansion des verbrannten Gases hinter der Flammenfront. Hierdurch entsteht eine stärker werdende Strömung, mit der sich die Flammenfront durch die Versuchskammer bewegt. Wenn die Strömung nun mit den oberen, unteren und seitlichen Wänden der Sekundärkammer interagiert und nach rechts bzw. links abgelenkt wird, so bildet sich eine

#### 4.1. Flammenausbreitungsprozesse und -geschwindigkeiten

„fingerförmige“ Flamme aus (ab Bild 6, siehe Abschnitt 2.1 des Grundlagenkapitels).

- c) Der Druck und die Temperatur im geschlossenen Volumen steigen stetig an, hierdurch erhöhen sich auch Temperatur und Druck des bereits von der Flammenfront umgesetzten Gases. Dieser Energieeintrag in das verbrannte Gas führt zu einer verstärkten Emission von Strahlung. Somit führt die Temperatur- und Druckerhöhung zu einem kontinuierlichen Anstieg der Helligkeit des verbrannten Gases hinter der Flammenfront. Deutlich sichtbar ist der Helligkeitsanstieg im Verlauf der Bilder 8-16.
- d) Die fingerförmige Flamme breitet sich weiter nach rechts und links aus (Bild 7-9). Währenddessen nähern sich die seitlichen Flanken der Flamme oben und unten bzw. vorn und hinten den Wänden der Kammer und können dort gelöscht werden. Aufgrund des eingeschränkten Sichtbereichs und der zweidimensionalen Aufnahme ist dieser Löschvorgang an den oberen und unteren Wänden der Kammer auf den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen jedoch nicht zu erkennen. Bei niedrigeren Zünddrücken

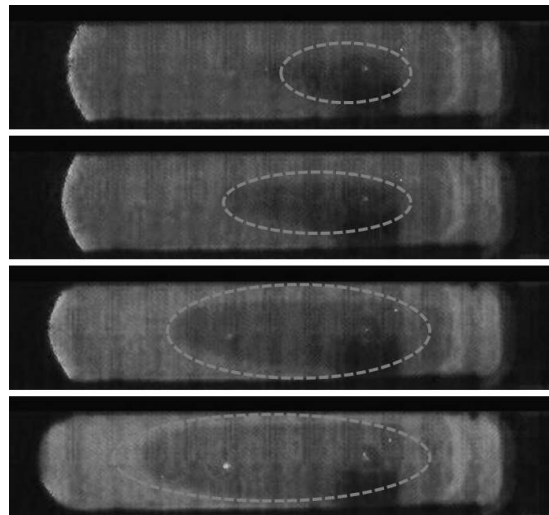


Abbildung 4.3.: Wahrscheinliches Flammenlöschen an den seitlich Scheiben während der Flammenausbreitung. Zunehmender, schwarzer Bereich grau markiert. Zünddruck 0,31 bar, Zündtemperatur 283,95 K,  $\Phi = 1$ , Farbbild in schwarz-weiß Bild konvertiert

hingegen scheint das Verlöschen der Flamme an den Scheiben auf den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen erkennbar zu sein (siehe Abbildung 4.3).

In diesen Fällen ist aufgrund des geringeren Druckes und der damit einhergehenden verringerten Temperatur die Helligkeit in der Kammer reduziert und die Vorgänge sind sichtbar. Weiterhin ist der Löschabstand bei niedrigen Drücken deutlich vergrößert, sodass es wahrscheinlich schon in früheren Phasen der Flammenausbreitung zum sichtbaren Flammenlöschen kommt. Abbildung 4.3 zeigt den vermuteten Vorgang des Flammenlöschens an der Scheibe. Die Bilderserie wurde zur Erhöhung des Kontrastes in ein schwarz-weiß Bild konvertiert. Der wachsende Schatten (grau mar-



kiert), der vermutlich das Löschen der Flammenfront an den seitlichen Scheiben darstellt, breitet sich ausgehend von der Zündkerze über die Kammer aus.

- e) Bei höheren Zünddrücken (bspw. bei der Bildfolge mit Durchschlag, Abbildung 4.9) kommt es am Anfang der Flammenausbreitung zu einer verstärkten Bildung von Instabilitäten (siehe Abbildung 4.8b). In den Versuchen mit höherem Zünddruck werden die Instabilitäten allerdings mit fortschreitender Flammenausbreitung wieder gedämpft und verschwinden schließlich. Die „Glättung“ der Flammenfront wird vermutlich durch die Strömungsbedingungen hinter der Flammenfront an den Falten und Tälern der Instabilitäten verursacht. Abbildung 4.4 veranschaulicht diese Vorgänge, hierbei bezeichnet  $S_F$  in rot die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit und  $v_b$  in orange die Geschwindigkeit des expandierenden, heißen Gases.

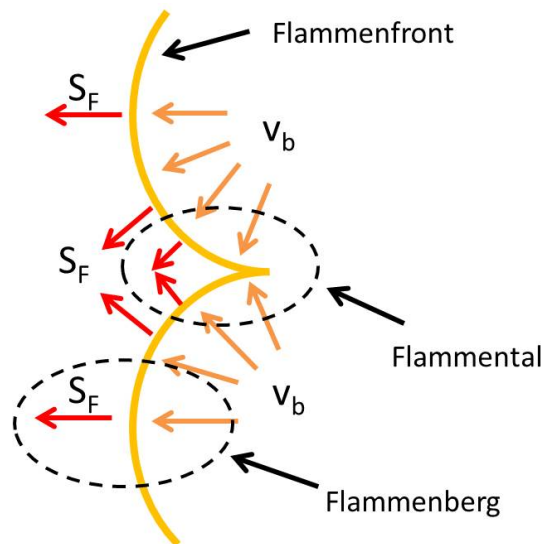


Abbildung 4.4.: Dämpfen der Instabilitäten und Glättung der Flammenfront im weiteren Verlauf der Flammenausbreitung

Im Bereich der Instabilitäten ergibt sich eine vergrößerte Flammenoberfläche, hinter der Flammenfront expandiert das heiße Gas und schiebt die getrennten Flammenfronten der Instabilitäten aufeinander zu. Da im Bereich des Flammentals durch die größere Flammenoberfläche wesentlich mehr Gemisch pro Zeit umgesetzt wird, entsteht mehr heißes, verbranntes Gas und es ergibt sich dort eine Beschleunigung der Flammenfront. Die Oberfläche des Flammenberges dagegen weist eine geringere Flammenoberfläche auf und bewegt sich mit einer konstanten, geringeren Geschwindigkeit vorwärts. So kommt es zum Verschwinden der Instabilitäten bzw. dem Schließen der Flammentäler und die Flammenfront glättet sich. In Hinblick auf die Erläuterungen im Grundlagenkapitel 2.1.2 verursachen so wahrscheinlich thermisch-diffusive Vorgänge die Glättung der Flamme.

- f) Aufgrund der Montageposition der Kamera in der Mitte der beiden Zündkammern

#### 4.1. Flammenausbreitungsprozesse und -geschwindigkeiten

und der daraus resultierenden Perspektive ist ab Bild 9 die Rückseite der Kammer zu erkennen.

- g) Im weiteren Verlauf (Bild 10 - 12) nähert sich die rechte Flammenfront der rechten Kammerwand und wandert aus dem Aufnahmebereich, die linke Flammenfront bewegt sich weiter auf die Verbindung zur Flammensperre zu.
- h) Die Form der Flamme verändert sich, während sie sich auf die Verbindungsstelle zwischen den beiden Kammern bzw. den Prüflingshalter zubewegt (Bild 13). Die Strömung, die der Flamme vorausseilt wird durch die oberen und unteren Wände vor dem Prüflingshalter abgelenkt. So verändert sich auch die Form der mit der Strömung mitbewegten Flammenfront, die Flamme wird gestreckt und „spitzt sich zu“.
- i) Schließlich erreicht die Flamme das Ende des sichtbaren Bereichs (Bild 14)
- j) Da sich die Flammenfront außerhalb des sichtbaren Bereichs weiter ausbreitet, nimmt die Helligkeit sowie der Druck und die Temperatur in der Kammer weiter zu (Bild 15 und 16).

Die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen wurden mithilfe einer Matlab-Bildbearbeitungsroutine ausgewertet, so konnten die Geschwindigkeitsverläufe während der Versuche ermittelt werden. Abbildung 4.5 zeigt den Geschwindigkeitsverlauf für den in Abbildung 4.2 dargestellten Versuch. Die schwarze Linie zeigt dabei die über drei horizontale Pixelreihen gemittelte Geschwindigkeit. Die Auswertung begann dabei ausgehend von dem Bild und Pixel (Abbildung 4.2, Bild 1), in dem der erste Helligkeitsanstieg detektiert und ein definierter Schwellenwert überschritten wurde. Die drei Pixelreihen setzen sich zusammen aus der Pixelreihe, in der zuerst der hellste Wert gemessen wurde, sowie einer Reihe darüber und darunter. Aufgrund der diskreten Pixel- und damit auch Geschwindigkeitswerte von einer Aufnahme zur nächsten, ergibt sich lediglich eine sehr grobe Abschätzung der Geschwindigkeiten zwischen zwei Bildern. So beträgt im vorliegenden Versuch die Bewegung der Flamme um ein Pixel mehr eine Geschwindigkeitsänderung von 22 m/s auf 44 m/s. Um die Ausgabewerte anschließend zu glätten, wurde ein Spline (blaue Linie) über die Messdaten gelegt.

In Korrelation zu den Aufnahmen aus Abbildung 4.2 lassen sich anhand von Abbildung 4.5 während der Flammenausbreitung verschiedene Stadien der Geschwindigkeit unterscheiden:

- a) Ausgehend von der Zündposition zeigt sich ein kontinuierlicher Anstieg der Ausbreitungsgeschwindigkeit. So steigt die Geschwindigkeit von anfänglich 20 m/s kurz nach der Zündung auf 50 m/s in einem Abstand von 0,02 m. Die Flamme breitet sich in diesem Bereich kugelförmig um die Zündkerze herum aus. Mit wachsender Kugeloberfläche erhöht sich die Umsetzungsrate an Frischgemisch pro Zeit. Durch die erhöhte Umsetzung von Frischgemisch an der vergrößerten Flammenfront wird

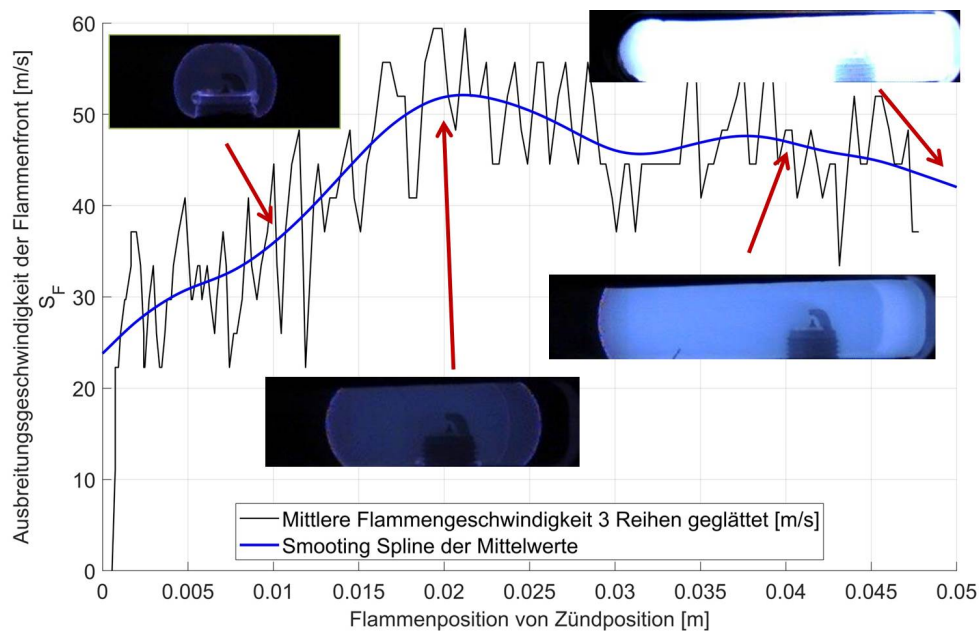


Abbildung 4.5.: Verlauf der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit in der Sekundärkammer, gemessen zwischen der Zündkerze und dem Ende des einsehbaren Bereichs, Zünddruck 1,31 bar, Zündtemperatur 280,75 K,  $\Phi = 1$

wiederum mehr verbranntes Gas pro Zeit freigesetzt und die Expansion des heißen, verbrannten Gases beschleunigt die Flammenfront weiter.

- b) In einem Abstand von ungefähr 0,02 m weist die Flammengeschwindigkeit ein Maximum von ca. 52 m/s auf. In diesem Bereich verändert sich die Form der Flammenfront von der Kugelform zur „Fingerform“. Aufgrund der Interaktion von Strömung und Flamme mit den seitlichen Wänden, kann sich die Flamme in Richtung der seitlichen Wände nicht weiter ausbreiten. Somit kann sich auch die Oberfläche der Flamme in diese Richtung nicht weiter vergrößern, die Flammenoberfläche wächst nun deutlich langsamer und die Beschleunigung nimmt ab. In einem weiteren Schritt kommt es an den seitlichen Wänden zum lokalen Verlöschen der Flamme (siehe Abbildung 4.3), dies reduziert die Flammenoberfläche und verlangsamt die Flammenausbreitung. Als Konsequenz des Flammenlöschens an den Wänden sinkt die Flammengeschwindigkeit.
- c) Im Bereich 0,03 m bis 0,05 m weist die Flammenfront eine relativ konstante und gegen Ende hin leicht sinkende Geschwindigkeit im Bereich von ca. 45 m/s auf. In diesem Abschnitt gleichen sich vermutlich die verlangsamte Vergrößerung der Flammenoberfläche aufgrund der fingerförmigen Ausbreitung, die Verlöschungseffekte an den Seitenwänden der Versuchskammer und die oben beschriebene Glättung der Flammenfront (siehe Abbildung 4.4) aus. In der Summe resultieren die genannten Effekte in einer konstanten bis leicht sinkenden Flammenausbreitungsgeschwindigkeit.

#### 4.1. Flammenausbreitungsprozesse und -geschwindigkeiten

- d) Die leichten Geschwindigkeitsfluktuationen im Bereich zwischen 0,03 und 0,05 m können durch Wechselwirkungen von schwachen Druckwellen mit der Strömung bzw. mit der Flammenfront in den Versuchskammern verursacht werden.
- e) Bei einer längeren Versuchskammer würde es zu einer weiteren Verzögerung der Flamme und zur Ausbildung der Tulip-Flame kommen [119, 121, 123]. Aufgrund der geringen axialen Ausdehnung der Versuchskammer, konnte eine Tulip-Flame jedoch nicht beobachtet werden.

Abbildung 4.6 zeigt für 109 Versuche, bei der die Zündung in der Sekundärkammer ausgelöst wurde, die resultierenden mittleren Geschwindigkeiten in Abhängigkeit vom jeweiligen Zünddruck.

Die Zeitspanne zur Bestimmung der mittleren Flammenausbreitungsgeschwindigkeit wurde anhand der Zeitdifferenz zwischen der ersten Aufnahme, auf der der Zündfunke zu sehen ist, und dem letztem Bild, bei dem die Flamme gerade den sichtbaren Bereich verlässt, ermittelt. Im Beispiel aus Abbildung 4.2 beginnt diese Zeitspanne bei Bild 1 und endet bei Bild 14. Der Abstand von der Zündkerzen-Elektrode zum Ende der Scheibe betrug 53,1 mm. Die jeweilige Zeitspanne und der feste Abstand ergab dabei die mittlere Geschwindigkeit.

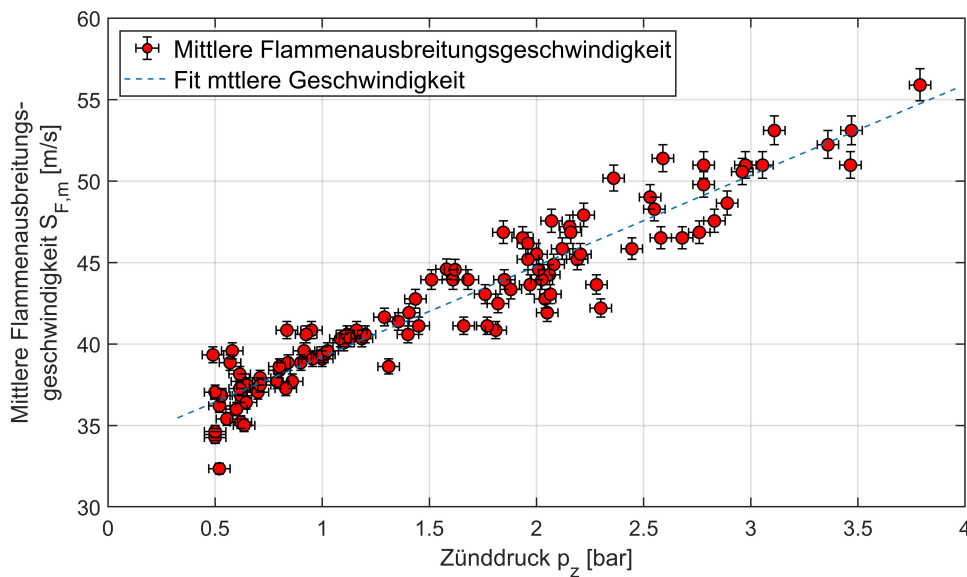


Abbildung 4.6.: Mittlere Flammenausbreitungsgeschwindigkeit in der Sekundärkammer in Abhängigkeit vom Zünddruck, Zündtemperatur 279,65 K - 288,35 K,  $\Phi = 1 - 1,1$

Abbildung 4.6 zeigt eine deutliche Abhängigkeit der mittleren Flammenausbreitungsgeschwindigkeit vom bei der Zündung vorliegenden Druck (Zünddruck). Die Ausbreitungsgeschwindigkeit steigt annähernd linear mit der Erhöhung des Zünddrucks. Eine lineare

#### Kapitel 4. Ergebnisse und Diskussion der Flammenausbreitungs- und Flammensperrenexperimente

Ausgleichsgerade über alle Messwerte führt zu folgender Näherung der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit  $S_F$  in Abhängigkeit vom Zünddruck  $p_z$ :

$$S_F \left[ \frac{m}{s} \right] = 5,566 \left[ \frac{m}{s \cdot bar} \right] \cdot p_z[bar] + 33,65 \left[ \frac{m}{s} \right] \quad (4.1)$$

Bei der Ermittlung der Messfehler in Abbildung 4.6 wurde davon ausgegangen, dass sowohl bei der Bestimmung des ersten als auch des letzten Bildes ein Fehler von jeweils  $\pm$  einem Bild gemacht wird. Der Fehler kennzeichnet damit die resultierende Geschwindigkeitsabweichung bei der Bestimmung des Zeitpunkts auf  $\pm \frac{2}{120000}$  s bzw.  $\pm 16,66 \mu s$ .

Die Abweichung der Drucksensoren wurde anhand der in Anhang D.1 dargestellten Referenzmessung mit maximal  $\pm 0,05$  bar angenommen.

Weitere Abweichungen und Streuungen der Messwerte können durch leichte Variationen im Mischungsverhältnis, aufgrund des Einflusses und Strömungswiderstandes der im entsprechenden Versuch eingesetzten Flammensperre oder durch statistische Störungen der Strömung und der Flammenfront in der Versuchskammer verursacht werden. Zusätzlich kann trotz Evakuierung der Kammern eine kleine Menge verbrannten Gases zurückbleiben und die Flammengeschwindigkeit beeinflussen. Weiterhin kommt es zur Interaktion der Flamme mit den bereits erwähnten Druckwellen, die die Flammenausbreitung zusätzlich beeinflussen.

Der sichtbare Anstieg der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit mit steigendem Druck wird vermutlich durch die Ausbildung von den in Kapitel 2.1.2 beschriebenen Flammeninstabilitäten hervorgerufen. Die Flammendicke  $\delta_{f,d}$  (Gleichung 2.3) nimmt mit steigendem Druck ab. Kommt es nun zu kleinen Störungen der dünneren Flamme, so führt dies, verglichen mit einer dickeren Flamme, zu einer stärkeren Vergrößerung der Flammenoberfläche. Die vergrößerte Flammenoberfläche bewirkt eine erhöhte Umsetzungsrate von Frischgemisch, dieses expandiert hinter der Flammenfront und treibt die Flamme voran. Im Gegensatz dazu wirkten sich auftretende Instabilitäten auf eine dickere Flamme weniger stark aus, da in diesem Fall konkave und konvexe Bereiche der Flammenfront weniger stark zerklüftet bzw. gekrümmt sind und sich die Flammenoberfläche durch diese Instabilitäten nur wenig vergrößert (siehe Abschnitt 2.1.2 des Grundlagenkapitels). Die stärkere Sensitivität der Flamme auf Instabilitäten bei erhöhtem Druck führt schließlich dazu, dass sich die Flammenoberfläche bei höheren Drücken vergrößert und die Ausbreitungsgeschwindigkeit mit größer werdendem Druck steigt.

Die Abhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit vom Zünddruck wird auch von Law [142, 275] beschrieben. Law führt den Anstieg der Instabilitäten und damit der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit auf die Zunahme von hydrodynamischen Instabilitäten in der Flammenfront zurück. Bei geringeren Drücken dämpft die dickere Flammenfront mithilfe von thermisch-diffusiven Instabilitäten die Zerklüftung und Strukturierung der Flammenfront. Der Stabilisierungseffekt durch die thermisch-diffusiven Vorgänge ist zusätzlich stark von der Lewis-Zahl abhängig. So bewirkt eine Lewis Zahl  $> 1$  einen stabilisierenden Effekt, während eine Lewis-Zahl  $< 1$  destabilisierend auf die Flammenfront wirkt. Mit steigendem

#### 4.1. Flammenausbreitungsprozesse und -geschwindigkeiten

Druck dominieren die Auswirkungen der hydrodynamischen Instabilitäten gegenüber den stabilisierenden Effekten der thermisch-diffusiven Vorgänge und es kommt zu einer Zerklüftung und Destabilisierung der Flamme. Folglich vergrößert sich die Flammenoberfläche, dadurch steigen die Umsetzungsrate und die Ausbreitungsgeschwindigkeit.

Zur näheren Untersuchung der Einflussfaktoren auf die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit wird der theoretische Zusammenhang aus dem Grundlagenkapitel (2.1.1) zwischen Ausbreitungsgeschwindigkeit  $S_{F,theo}$  (Gleichung 2.2), der laminaren Flammengeschwindigkeit  $S_L$  und dem Dichteverhältnis von unverbranntem zu verbranntem Gas  $\theta = \rho_u / \rho_b$  betrachtet:

$$S_{F,theo} = S_L + v_b = S_L + \frac{\rho_u}{\rho_b} \cdot S_L = S_L \cdot \left(1 + \frac{\rho_u}{\rho_b}\right) \quad (2.2)$$

Mithilfe dieses Zusammenhangs wurde die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit  $S_{F,theo}$  in Abhängigkeit vom Zünddruck ermittelt. Um  $S_L$  und  $\rho_u / \rho_b$  zu bestimmen, wurden folgenden Schritte durchgeführt:

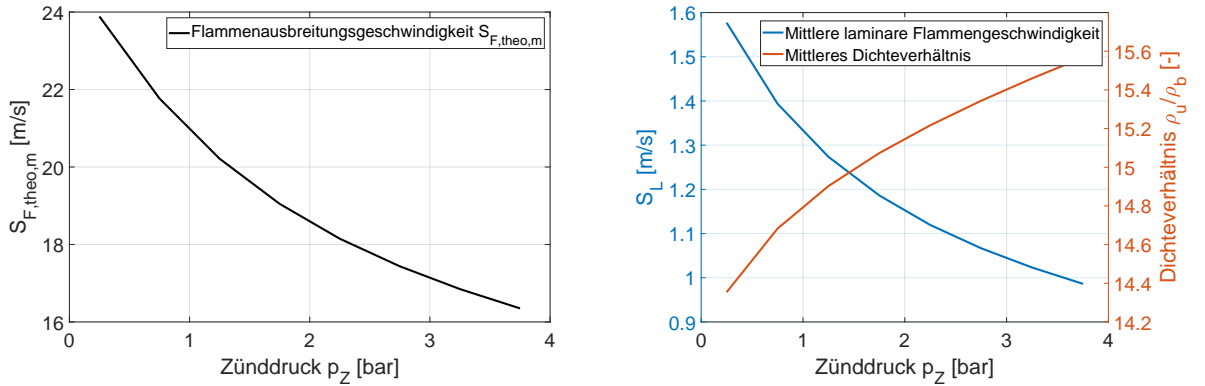
- Zunächst wurden die Zündbedingungen  $T_z$ ,  $\Phi$  und  $p_z$  festgelegt
- Im nächsten Schritt wurde definiert, bis zu welchem Vielfachen des Zünddrucks die Auswertung erfolgen soll. Während der Flammenausbreitung bleibt die Gesamtmasse im geschlossenen System konstant, die Dichte des verbrannten Gases hinter der Flammenfront ist jedoch deutlich geringer als die Dichte des unverbrannten Gases, somit steigt der Druck innerhalb der Brennkammer kontinuierlich an. Eine detaillierte Beschreibung und Auswertung der Druckverläufe findet sich in Abschnitt 4.2. Während eines Versuchs steigt der Druck auf das 20-30-Fache des Zünddrucks an. Im Verlauf der beobachtbaren Flammenausbreitung (sichtbarer Bereich) ergibt sich dagegen ein Druckanstieg um ca. den Faktor 5. Aus diesem Grund wurde auch für die Auswertung von  $S_{F,theo}$  ein Druckanstieg bis zum 5-Fachen des jeweiligen Zünddruckes berechnet.
- Nun folgt ein iteratives Vorgehen währenddessen, ausgehend vom jeweiligen Zünddruck, der Verlauf der laminaren Flammengeschwindigkeit  $S_L$  und des Verhältnisses  $\theta = \rho_u / \rho_b$  während der Verbrennung berechnet wird. Hierzu wird der aktuelle Druck in jeder Schleife, ausgehend vom Zünddruck bis zum 5-Fachen schrittweise erhöht und die nachfolgend genannten Berechnungen werden durchgeführt:
  - Aus der Refprop Datenbank [110] werden die Dichtewerte und Isentropenexponenten für das unverbrannte Gemisch ermittelt.
  - Ausgehend vom jeweiligen Druck wird eine isentrope Kompression des unverbrannten Gemischs angenommen. Die auftretende Kompression erhöht die Tem-

peratur nach folgendem Zusammenhang:

$$T_E = T_A \cdot \left( \frac{p_A}{p_E} \right)^{\left( \frac{1-\kappa}{\kappa} \right)} \quad (4.2)$$

Hierbei stellt  $T_E$  die neue Temperatur dar,  $T_A$  kennzeichnet die Ausgangstemperatur und  $p_A$  den Ausgangsdruck,  $p_E$  ist der Druck nach der Kompression und  $\kappa$  bezeichnet den Isentropenexponent.

- Mithilfe von Cantera [204] wird die laminare Flammengeschwindigkeit  $S_L$  für den jeweiligen Druck und die jeweilige Temperatur berechnet.
- Die Dichte des verbrannten Gemischs für den vorliegenden Druck und die jeweilige Temperatur wird aus NASA CEA erhalten [109].
- Die obigen Schritte werden so lange wiederholt, bis die Berechnung für alle gewählten Zwischendrucke und alle Zünddrücke abgeschlossen ist.
- Anschließend wird aus den Verläufen von  $S_{F,theo}$  für einen gegebenen Zünddruck die mittlere Flammenausbreitungsgeschwindigkeit  $S_{F,theo,m}$  für den jeweiligen Zünddruck bestimmt. Wird die mittlere Flammenausbreitungsgeschwindigkeit dann in Abhängigkeit des Zünddrucks  $p_z$  dargestellt, ergibt sich der in Abbildung 4.7a gezeigte Verlauf.



(a) Mittlere theoretische Flammenausbreitungsgeschwindigkeit  $S_{F,theo}$  in Abhängigkeit vom Zünddruck  $p_z$

(b) Mittlere laminare Flammengeschwindigkeit und mittleres Dichteverhältnis in Abhängigkeit vom Zünddruck  $p_z$

Abbildung 4.7.: Einfluss des Zünddrucks auf die laminare Flammengeschwindigkeit, das Dichteverhältnis und die theoretische Flammenausbreitungsgeschwindigkeit, ausgewertet für eine Temperatur von 280 K und  $\Phi = 1$

Abbildung 4.7a gibt die mittlere theoretische Flammenausbreitungsgeschwindigkeit  $S_{F,theo,m}$  anhand des eindimensionalen Modells wieder (Gleichung 2.2 in Kapitel 2.1.1). Wie zu erkennen ist, verringert sich die theoretische Flammenausbreitungsgeschwindigkeit

#### 4.1. Flammenausbreitungsprozesse und -geschwindigkeiten

mit steigendem Druck.

Die Verläufe der laminaren Flammengeschwindigkeit und des Dichteverhältnisses sind in Abbildung 4.7b dargestellt. In Kapitel 2.1.1 wurde beschrieben, dass die laminare Flammengeschwindigkeit mit steigendem Druck abnimmt. Das Dichteverhältnis  $\theta = \rho_u / \rho_b$  steigt dagegen leicht mit größer werdendem Druck. Da der Abfall der laminaren Flammengeschwindigkeit den Anstieg des Dichteverhältnisses überwiegt, führen beide Effekt zusammen genommen zu einer Reduktion der theoretischen Flammenausbreitung mit steigendem Druck (vgl. Gleichung 2.2).

Wird der Verlauf von  $S_L$ ,  $\theta$  und  $S_{F,theo}$  über einen einzelnen Versuch betrachtet (hier nicht dargestellt), ergeben sich leicht unterschiedliche Verläufe. Während  $S_L$  annähernd konstant bleibt, da sich die Effekte der Druck- und Temperaturerhöhung nahezu ausgleichen, sinkt das Dichteverhältnis  $\theta$  im Laufe des Versuchs deutlich ab. Als Resultat sinkt die theoretische Flammenausbreitungsgeschwindigkeit  $S_{F,theo}$  während der Flammenausbreitung in der Versuchskammer. Wie Abbildung 4.5 veranschaulicht, zeigt sich auch dieser Zusammenhang in den Experimenten nicht.

Im Experiment scheinen auftretende Flammeninstabilitäten den Abfall der theoretischen Flammenausbreitungsgeschwindigkeit deutlich auszugleichen. Wachsende Instabilitäten führen wahrscheinlich zu dem beobachteten Anstieg der experimentellen Flammenausbreitungsgeschwindigkeit  $S_F$  mit steigendem Druck in den Versuchen.

Zusätzlich lässt sich festhalten, dass die gemessenen Geschwindigkeiten (ca. 35-55 m/s) in der Zündmessstrecke deutlich über den theoretischen ermittelten Werten (ca. 16-22 m/s) liegen. Dies ist auf die Unterschiedlichkeit der betrachteten Fälle zurückzuführen. Während die theoretische Flammenausbreitungsgeschwindigkeit anhand eines eindimensionalen Kanals hergeleitet wurde, ergibt sich in den Versuchskammern eine dreidimensionale Strömung. Anstatt nur in eine Raumrichtung, breitet sich die Flamme in den Versuchen in alle drei Raumrichtungen aus und wird zusätzlich durch die Wechselwirkung mit den Wänden in ihrer Ausbreitungsrichtung beeinflusst. Bewegt sich die Flammenfront bspw. aufgrund der Wechselwirkung mit der Strömung nur noch langsam auf die rechte Wand der Kammer zu, so führt das dort umgesetzte Gemisch zu einer weiteren Beschleunigung der Flamme nach links, da der Expansion der verbrannten Gase an der linken Seite ein geringerer Widerstand entgegengesetzt wird. Anhand von numerischen Simulationen [112] konnte gezeigt werden, dass die Flamme im Bereich kurz vor der Wand stark verzögert, zunächst allerdings nicht erlischt und das umgesetzte Frischgemisch die gegenüberliegende Flammenfront aufgrund des dortigen, geringeren Widerstands weiter vorantreibt.

Um den Einfluss von auftretenden Instabilitäten mit steigendem Druck zu verdeutlichen, zeigen Abbildung 4.8a und 4.8b zwei Aufnahmen der Flammenausbreitung bei einem Zünddruck von 0,42 und 2,065 bar. Während sich bei einem Zünddruck von 0,42 bar (siehe Abbildung 4.8a) eine glatte, gewölbte Flammenfront ausbildet, so zeigt sich bei einem erhöhten Zünddruck von 2,065 bar (siehe Abbildung 4.8b) eine deutliche Zerklüftung der Flammenfront sowie wolkenförmige Strukturen in der Flammenfront. Diese Strukturen erhöhen die Flammenoberfläche deutlich. Weiterhin beträgt die Flammendicke, wie in Anhang E.2.2 dargestellt, bei 2,065 bar weniger als ein Viertel der Dicke bei 0,42 bar. Die





(a) Form der Flammenfront bei einem Zünddruck von 0,42 bar und einer Zündtemperatur von 288,7 K



(b) Instabilitäten der Flammenfront bei einem Zünddruck von 2,065 bar und einer Zündtemperatur von 285,4 K

Abbildung 4.8.: Form der Flammenfront bei niedrigem Zünddruck und auftretende Instabilitäten bei höheren Zünddrücken

deutlich dünnere Flammenfront bei 2,065 bar führt verglichen mit der dickeren Flammenfront bei 0,42 bar selbst bei ähnlichen Instabilitäten zu einer wesentlich größeren Flammenoberfläche. Mit dem Anstieg der Flammenoberfläche wird mehr Frischgemisch pro Zeit umgesetzt, es entsteht mehr heißes, verbranntes Gas, das die Flammenfront weiter beschleunigt. Dies führt schlussendlich zu einer größeren mittleren Flammenausbreitungsgeschwindigkeit bei höheren Zünddrücken.

#### 4.1.2. Flammenausbreitung nach dem Durchschlag durch die Flammensperre

Die Bildfolge in Abbildung 4.9 zeigt Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der Flammenausbreitung in der Sekundärkammer nach der Zündung sowie die anschließende Ausbreitung der Flamme in der Zündkammer nach dem Flammendurchschlag. Als Flammensperre war in diesem Versuch ein SIKa B 60 Material in 21 mm Länge verbaut, der Zünddruck betrug 2,065 bar und die Zündtemperatur 285,4 K.

Abbildung 4.9 zeigt zunächst die in Abschnitt 4.1.1 beschriebenen Phasen der Flammenausbreitung: Ausgehend vom Zündfunken in der Sekundärkammer (Bild 1) folgt eine kugelförmige Ausbreitung der Flammenfront (Bild 2 und 3), im Anschluss bildet sich eine fingerförmige Flamme (Bild 4-7) und schließlich wird die Flammensperre erreicht (Bild 8). Die Bilder 1-8 in Abbildung 4.9 beschreiben einen Zeitraum von 1,4 ms, der zeitliche Abstand eines Bildes zum nächsten beträgt hierbei 0,2 ms. Die mittlere Flammenausbreitungsgeschwindigkeit in der Sekundärkammer liegt bei 43 m/s.

In Bild 9 ist der Austritt der Flamme aus der Flammensperre zu erkennen. Die austretende Flamme ist aufgrund der Beschleunigung beim Durchwandern der Flammensperre sehr turbulent und entzündet das Frischgemisch in der Zündkammer sofort (Bild 10). Aufgrund der hohen Strömungsgeschwindigkeit des Gases aus dem porösen Material heraus und der

#### 4.1. Flammenausbreitungsprozesse und -geschwindigkeiten

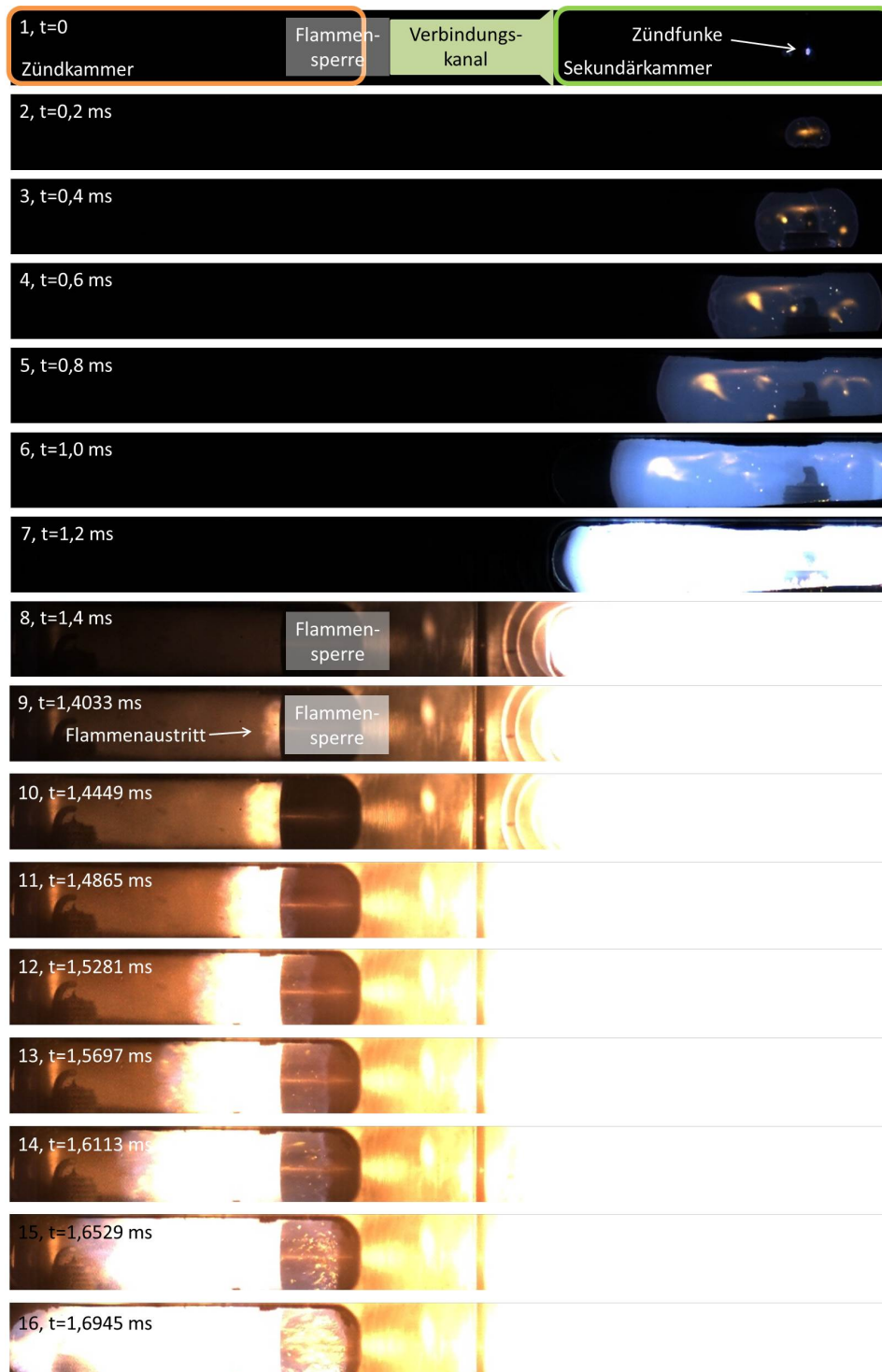


Abbildung 4.9.: Verlauf der Flammenausbreitung bei einem direkten Flammendurchschlag durch die Flammensperre, Zünddruck 2,065 bar, Zündtemperatur 285,4 K,  $\Phi = 1$ , Abstand der Bilder 1-8 jeweils 0,2 ms, Bilder 9-16 jeweils 0,0416 ms

## Kapitel 4. Ergebnisse und Diskussion der Flammenausbreitungs- und Flammensperrenexperimente

hohen Geschwindigkeit der Flamme selbst, ergibt sich in der Zündkammer eine stark turbulente Strömung. Diese Turbulenz führt folglich zu einer turbulenten Flammenausbreitung (Bild 11-15) in der Zündkammer. Wie im Grundlagenkapitel (Abschnitt 2.1.3) beschrieben, kann die turbulente Flammengeschwindigkeit  $S_T$ , abhängig vom jeweiligen Druck, bis zu 30-mal größer als die laminare Flammengeschwindigkeit  $S_L$  werden (siehe Abbildung 2.11). Während sich die Flammenfront in der Sekundärkammer mit durchschnittlich 43 m/s bewegt, breitet sich die turbulente Flamme nach dem Durchschlag mit ca. 170 m/s aus.

Im Laufe der durchgeführten Zündversuche wurden im Hinblick auf den Flammendurchschlag vier verschiedene Fälle unterschieden:

1. Die Flamme wird an oder in der Flammensperre gelöscht und es ist kein Flammeneintritt in die Versuchskammer stromab der Flammensperre zu beobachten.
2. Die Flamme passiert die Flammensperre und der Flammenaustritt ist sichtbar. Es kommt allerdings nicht zu einer erneuten Zündung bzw. zu einem Weiterbrennen in der stromab gelegenen Versuchskammer.
3. Die Flamme schlägt durch die Flammensperre hindurch und tritt aus dieser aus. Nach einer kurzen Verzögerung entzündet die ausgetretene, turbulente Flamme das unverbrannte Gemisch in der stromab gelegenen Kammer und die Flamme breitet sich in der Kammer aus.
4. Die Flamme schlägt durch die Flammensperre hindurch und entzündet das unverbrannte Gemisch der zweiten Kammer nahezu sofort (Verzug  $< 50 \mu\text{s}$ ). Die turbulente Flamme breitet sich in der zweiten Versuchskammer aus.

Abbildung 4.10 zeigt Aufnahmen des oben beschriebenen 2. Falls. Es tritt eine sichtbare Flamme aus der Flammensperre aus (Bild 1). Die Flamme verteilt sich in der Zündkammer (Bild 2-5) und erlischt schließlich, ohne das Frischgemisch auf dieser Seite der Zündmestrecke zu entzünden (Bild 6).

Bei den Versuchen mit Kapillaren trat der Fall des Flammendurchschlags ohne Entzünden des Frischgemischs sehr häufig auf, bei den Versuchen mit porösen Flammensperren dagegen nur selten. Dieser Unterschied wird wahrscheinlich aufgrund der unterschiedlich großen Austrittsfläche der porösen Materialien und der Kapillaren hervorgerufen (vgl. Abschnitt 4.1.2). Die in den Versuchen aus Abbildung 4.10 verwendete Flammensperre war ein SIKA B 150 Material mit 21 mm Länge, der Zünddruck betrug 0,48 bar, die Zündtemperatur 287,2 K und das  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemisch hatte stöchiometrische Zusammensetzung.

Abbildung 4.11 zeigt den 3. Fall. Die Flamme schlägt durch die Flammensperre hindurch (Bild 1), es kommt zu einer kurzen Verzögerung (Bild 2 und 3) und schließlich entzündet sich das Frischgemisch in der Zündkammer (Bild 4-6). Die hier verwendete Flammensperre war ebenfalls ein SIKA B 150 Material, diesmal allerdings in 7 mm Länge, der Zünddruck

#### 4.1. Flammenausbreitungsprozesse und -geschwindigkeiten

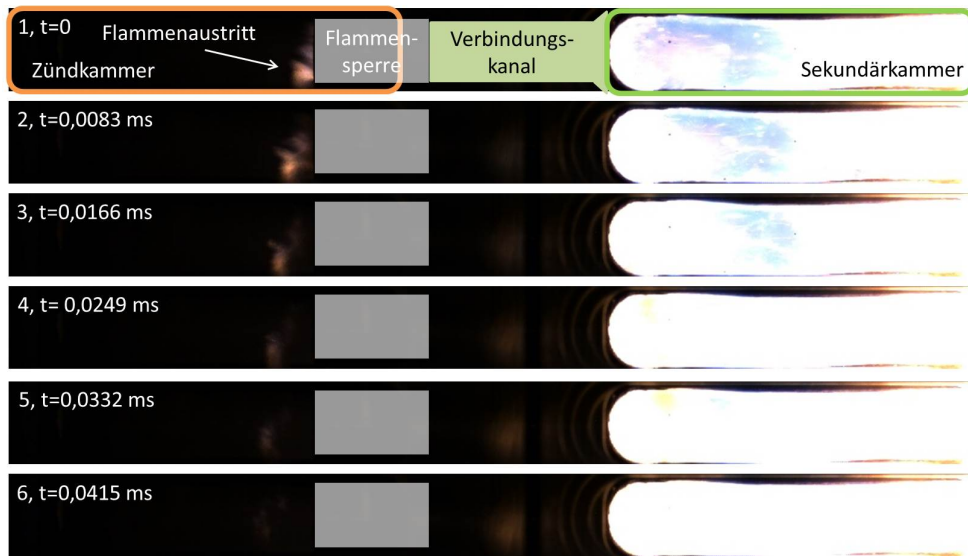


Abbildung 4.10.: Durchschlag der Flamme durch die Flammensperre und anschließendes Verlöschen, Zünddruck 0,48 bar, Zündtemperatur 287,2 K,  $\Phi = 1$ , Flammensperre SIKA B 150 in 21 mm Länge, Abstand der Aufnahmen 0,0083 ms

betrug 0,41 bar, die Zündtemperatur 282,6 K und das  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemisch wies eine stöchiometrische Zusammensetzung auf.

Der 4. Fall schließlich, die direkte Entzündung des Frischgemisches in der stromab gelegenen Kammer ist in Abbildung 4.9 dargestellt und wurde zu Beginn dieses Abschnitts beschrieben. Hier kommt es nach Austritt der Flamme (Bild 9) zu einer direkten Entzündung des in der Zündkammer befindlichen Frischgemischs (ab Bild 10, Zeit bis zur Entzündung kleiner  $50 \mu\text{s}$ ).

Abbildung 4.12 fasst die beschriebenen Wechselwirkungen von Flamme und Flammensperre und das jeweilige Resultat zusammen.

Für die spätere Berechnung der Péclet-Zahlen wurden der Fall Nummer 2 (Flammenaustritt und Verlöschen der Flamme) als Versagensfall der Flammensperre gewertet. Auch wenn es bei Fall 2 zu keiner erneuten Entzündung des Frischgemischs kommt, kann die Flammensperre in diesem Fall die Flamme nicht zuverlässig löschen. Ob Fall 2 oder Fall 3 (Flammendurchschlag mit verzögerter Entzündung des Frischgemischs) auftritt, entscheidet vermutlich lediglich die aus der Flammensperre ausgetretene Energiemenge und der Strömungszustand stromab der Flammensperre. Somit könnte es bei geringfügig veränderten Randbedingungen vom Fall ohne Entzündung des Frischgemischs zu einem Durchschlag mit Entzündung des Frischgemischs kommen. Die Versagensfälle der Flammensperre (Fall 2., 3. und 4.) sind in Abbildung 4.12 gelb, rot und lila hinterlegt.

Die oben genannten Fälle lassen sich auf einige wenige Ursachen zurückführen. So wird im 1. Fall die Flamme entweder beim Eintritt in die Flammensperre oder innerhalb die-



Abbildung 4.11.: Durchschlag der Flamme durch die Flammensperre, Verzögerung und anschließendes Zünden des Frischgemischs, Zünddruck 0,41 bar, Zündtemperatur 282,6 K,  $\Phi = 1$ , Flammensperre SIKA B 150 in 7 mm Länge, Abstand der Aufnahmen 0,075 ms

ser gelöscht. Beim 2. Fall wird die Flamme innerhalb der Flammensperren nicht gelöscht, allerdings reduziert sich ihre Energie beim Durchströmen der Flammensperre. Die geringere Energie verursachte eine verringerte Temperatur oder eine deutlich verringerte Anzahl an reaktiven Spezies beim Ausströmen der Flamme. Die verminderte Energie der Flamme lässt sich vermutlich auf die innerhalb der Flammensperre auftretenden Druckverluste und die starke Streckung der Flamme in der Flammensperre aufgrund der hohen Strömungsgeschwindigkeiten zurückführen. Im 3. Fall schließlich reduziert sich die Energie der Flamme beim Durchströmen der Flammensperre ebenfalls. Die verbleibende Menge an Heißgas, die noch vorhandene Temperatur oder die verbleibende Anzahl an reaktiven Spezies reicht in diesem Fall jedoch aus, um das Frischgemisch nach einem kurzen Zündverzug zur Reaktion zu bringen. Im 4. Fall dagegen verliert die Flamme nur wenig Energie beim Durchströmen der Flammensperre. Aufgrund der verbliebenen hohen Temperatur und der Vielzahl an reaktiven Spezies kommt es zur sofortigen oder sehr schnellen Entzündung des Frischgemischs in der stromab gelegenen Kammer.

Eine detaillierte Beschreibung der Faktoren, die das Flammenlöschen beeinflussen sowie der dabei ablaufenden Prozesse folgt in Kapitel 4.3.

### Ausbreitung der Flamme nach Durchschlag von der Sekundär- in die Zündkammer

Zunächst wird zur Diskussion der Ergebnisse und Einflussfaktoren auf Gleichung 2.2 und 2.32 aus dem Grundlagenteil (2.1.3) verwiesen. Gleichung 2.2 gibt die Flammenausbrei-

#### 4.1. Flammenausbreitungsprozesse und -geschwindigkeiten

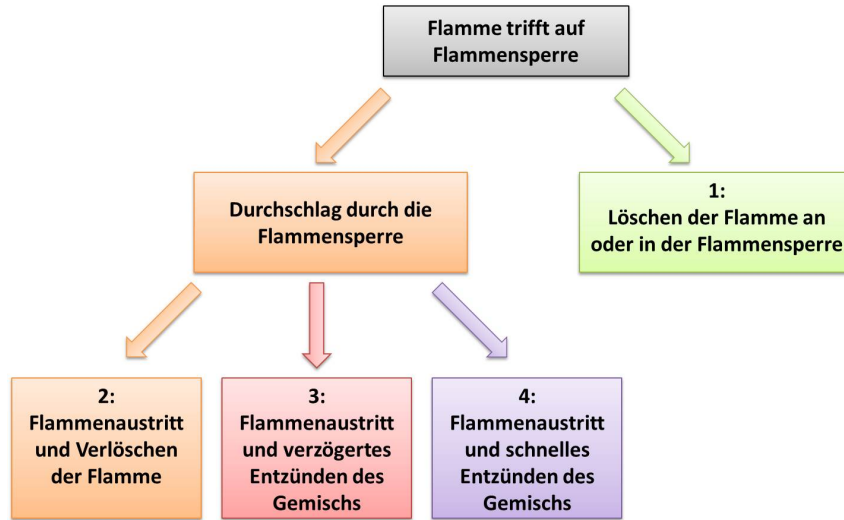


Abbildung 4.12.: Vier verschiedene Ergebnisse der Wechselwirkung von Flamme und Flammensperre

tungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Dichteverhältnis und der laminaren Flammengeschwindigkeit wieder. Gleichung 2.32 stellt die turbulente Flammengeschwindigkeit in Abhängigkeit von turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen und der laminaren Flammengeschwindigkeit sowie empirischen Konstanten dar. Wird nun in Gleichung 2.2 anstatt  $S_L$  der Ausdruck für  $S_T$  aus Gleichung 2.32 eingesetzt, so ergibt sich folgender Zusammenhang für die theoretische, turbulente Flammenausbreitungsgeschwindigkeit  $S_{F,T,theo}$ :

$$S_{F,T,theo} = S_L \cdot \left[ 1 + C \cdot \left( \frac{u'_{rms}}{S_L} \right)^{n_t} \right] \cdot \left( 1 + \frac{\rho_u}{\rho_b} \right) \quad (4.3)$$

Gleichung 4.3 wurde unter einigen Vereinfachungen hergeleitet, nichtsdestotrotz lassen sich die grundlegenden Einflussfaktoren auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit der turbulenten Flamme  $S_{F,T,theo}$  erkennen. So steigt  $S_{F,T,theo}$  mit steigender, laminarer Flammengeschwindigkeit an. Weiterhin erhöht sich die turbulente Flammenausbreitungsgeschwindigkeit, wenn sich das Dichteverhältnis  $\rho_u/\rho_b$  vergrößert oder sich die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit  $u'_{rms}$  erhöht.

Abbildung 4.13 zeigt die mittleren Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten nach einem erfolgten Durchschlag von der Sekundär- in die Zündkammer. Die initiale Zündung des Gemischs erfolgte dabei mithilfe der Zündkerze in der Sekundärkammer. Die Geschwindigkeiten wurden anhand der im folgenden Absatz beschriebenen Zeitpunkte und Wegstrecken berechnet.

Zur Ermittlung der Zeitspanne wurde zum einen der Zeitpunkt betrachtet, an dem die ausgetretene Flamme das unverbrannte Gemisch entzündet hat und zum anderen der Zeitpunkt, an dem die gesamte Kammer hell erleuchtet ist. Diese beiden Zeitpunkte wurden

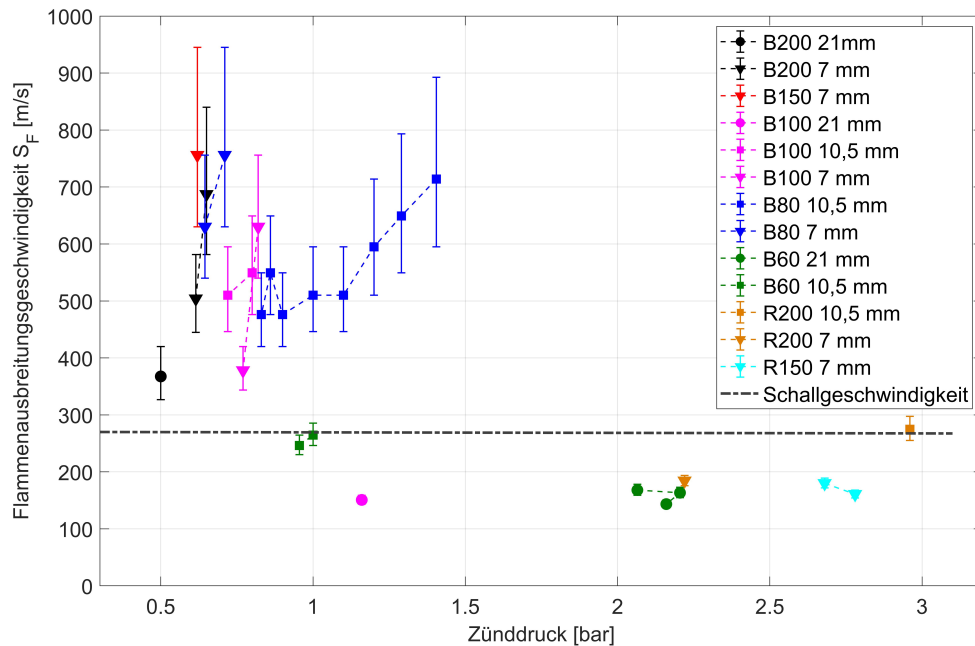


Abbildung 4.13.: Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten in der Zündkammer nach dem Durchschlag durch die porösen Materialien von der Sekundär- in die Zündkammer in Abhängigkeit vom Zünddruck, Materialart und -länge

gewählt, da sich die Flamme im Falle eines Flammendurchschlags mit verzögerter Entzündung des Frischgemischs nicht ausschließlich in eine definierte Richtung ausbreitet (siehe Abbildung 4.11 ab Bild 3), sondern auch eine Ausbreitung in verschiedene Richtungen erfolgen kann. Der Zeitpunkt, an dem die ganze Kammer hell erleuchtet ist, stellt somit einen definierten Endpunkt der Flammenausbreitung dar. Ziel dieses Vorgehens war es, eine bessere Vergleichbarkeit der unterschiedlichen Fälle zu erhalten.

Die Wegstrecke zur Ermittlung der Geschwindigkeit ergab sich aus dem Abstand zwischen dem Flammensperren-Ende und dem Rand des sichtbaren Bereichs der Zündkammer (siehe Abbildung 4.1 bzw. Abbildung 3.8). So ergaben sich für die drei unterschiedlichen Längen (7 mm, 10,5 mm und 21 mm) jedes Materials jeweils drei unterschiedliche Wegstrecken. Die Minima und Maxima der in Abbildung 4.13 dargestellten Fehlerbalken folgen aus der Annahme, dass die Zeitspanne zur Ermittlung der Geschwindigkeit aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen auf  $\pm 2$  Bilder genau bestimmt werden kann.

Anzumerken ist hier, dass nicht für alle durchgeführten Versuche die auftretende Flammengeschwindigkeit ermittelt werden konnte. In einigen Versuchen war die Qualität der Videoaufnahmen nicht ausreichend, das poröse Material verrutschte durch den Druckanstieg in der Zündkammer, es traten mehrere Zündungen an verschiedenen Positionen hinter der Flammensperre auf oder es kam zu einer Zündung im nicht einsehbaren Bereich der Kammer. Aus diesem Grund wurden nur die eindeutig auswertbaren Versuche zu einer weiteren Analyse herangezogen.

#### 4.1. Flammenausbreitungsprozesse und -geschwindigkeiten

Im Gegensatz zur Flammenausbreitungsgeschwindigkeit nach der Zündung (siehe Abbildung 4.6), lässt sich in Abbildung 4.13 keine eindeutige Abhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit  $S_F$  vom Zünddruck  $p_z$  erkennen. Sichtbar ist jedoch, dass sich nach dem Durchschlag in vielen Fällen Flammengeschwindigkeiten nahe der Schallgeschwindigkeit des unverbrannten Gemischs oder deutlich darüber ergeben. So wurden in den Versuchen Geschwindigkeiten zwischen 150 m/s und 760 m/s ermittelt, während die Schallgeschwindigkeit des Gemischs ca. 272 m/s beträgt. Die gemessenen Flammengeschwindigkeiten nach dem Durchschlag liegen dabei deutlich über den Geschwindigkeiten der Flamme vor dem Durchschlag direkt nach der Zündung (vgl. Abbildung 4.6). Nach der Klassifizierung von Dorofeev [115] und Xiao [114] (siehe auch Abbildung 2.1) treten somit nach dem Durchschlag sowohl langsame turbulente Flammen im Unterschallbereich, als auch schnelle, turbulente Flammen im Überschallbereich auf. Die schnellen, turbulenten Flammen können zur DDT führen.

Auch wenn Abbildung 4.13 keinen eindeutigen Trend erkennen lässt, scheint sich dennoch eine Verringerung der Ausbreitungsgeschwindigkeit mit steigendem Zünddruck zu ergeben, wenn die Ausbreitungsgeschwindigkeit über alle Materialien betrachtet wird. So ergeben sich bei einem SIKA R 200 Material (braune Recht- und Dreiecke) im Durchschnitt niedrigere Ausbreitungsgeschwindigkeiten als bei einem SIKA B 100 Material (magentafarbene Kreise, Drei- und Rechtecke).

Diese Verringerung der Ausbreitungsgeschwindigkeit bei höheren Zünddrücken könnte darauf zurückzuführen sein, dass bei höheren Zünddrücken ein feinporigeres oder längeres poröses Material verwendet wurde. Das feinere oder längere poröse Material weist einen höheren Druckverlust auf und setzt damit der Strömung durch die Flammensperre einen größeren Widerstand entgegen. Wird die Strömung durch die Flammensperre nun stärker verzögert, so hat das aus der Flammensperre in die stromab gelegene Zünd- oder Sekundärkammer ausströmende Gas eine geringere Geschwindigkeit bzw. einen kleineren Impuls. Die gegenüber gröberen Materialien verringerte Ausströmgeschwindigkeit bzw. der geringere Impuls des ausströmenden Gases hat somit eine verminderte Turbulenz in der stromab gelegenen Kammer zur Folge. Bildet sich nach dem Durchschlag eine Flamme in der zweiten Kammer aus, so bewegt sich diese innerhalb eines Strömungsfeldes mit verringerter Turbulenz fort. Damit ist nach Gleichung 4.3  $u'_{rms}$  reduziert und die Flamme breitet sich langsamer aus, als eine Flamme in einem Strömungsfeld mit hoher Turbulenz.

Abbildung 4.14 veranschaulicht die mittels der Forchheimer-Gleichung (2.77) berechneten Druckverluste der porösen Materialien und stellt die mittlere Flammenausbreitungsgeschwindigkeit nach dem Durchschlag dar.

In Abbildung 4.14 sind die Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten dargestellt, die sich beim Durchschlag mit dem geringsten Zünddruck beim jeweiligen porösen Material ergaben. Zur Berechnung der Druckverluste wurde eine Anströmgeschwindigkeit/Darcy-Geschwindigkeit von 35 m/s angenommen. Die Stoffdaten für die Forchheimer-Gleichung wurden bei 1 bar und 293 K für ein stöchiometrisches  $N_2O/C_2H_4$ -Gemisch mittels Refprop [110] ermittelt. Die  $\alpha_p$  und  $\beta_p$  Koeffizienten konnten den Datenblättern des Herstellers [254]



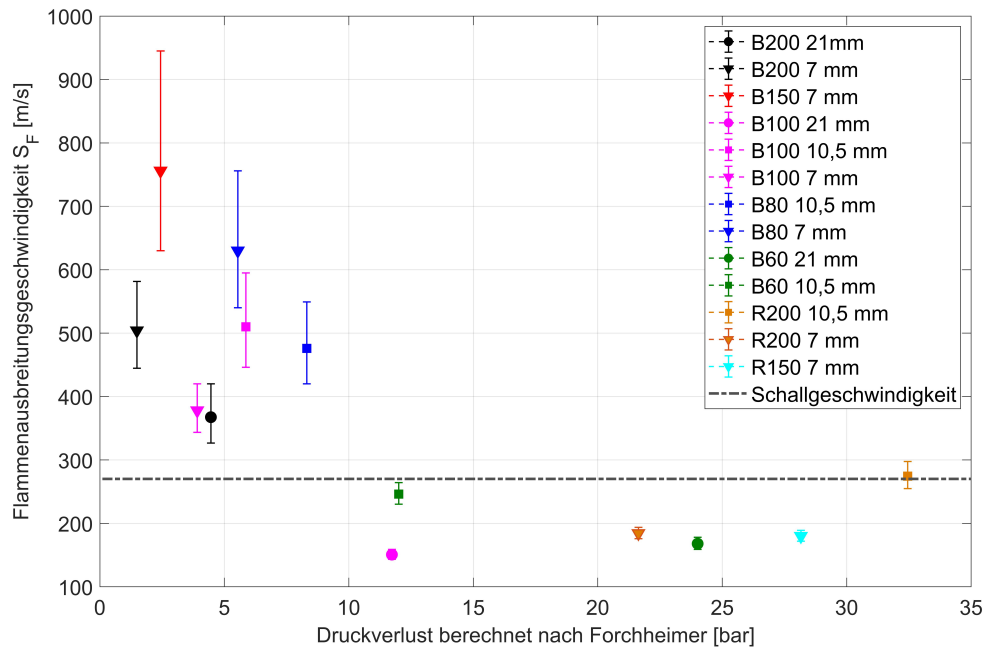


Abbildung 4.14.: Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten nach dem Durchschlag durch das poröse Material in Abhängigkeit vom berechneten Druckverlust für eine Anströmgeschwindigkeit von 35 m/s

entnommen werden.

Auch wenn die Werte in Abbildung 4.14 stark streuen, so lässt sich doch eine Reduktion der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit mit größer werdendem Druckverlust erkennen. Die Verringerung der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit mit steigendem Druckverlust untermauert die oben genannte Vermutung, dass eine verringerte Austrittsgeschwindigkeit bzw. ein verringerter Impuls der Strömung aus dem porösen Material eine geringere Turbulenz in der stromab gelegenen Kammer hervorruft. Aufgrund der verringerten Turbulenz ergibt sich dort eine geringere turbulente Flammengeschwindigkeit.

Wird in Abbildung 4.13 hingegen die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit nach dem Durchschlag für ein spezifisches Material betrachtet, so ergibt sich eine Erhöhung der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit mit steigendem Druck. Abbildung 4.15 stellt diesen Anstieg der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit mit steigendem Druck für eine Flammensperre am Beispiel des SIKA B 80 Materials in 10,5 mm Länge nochmals heraus.

Bei der in Abbildung 4.15 gezeigten Versuchsreihe mit dem SIKA B 80 Material wurde der Zünddruck bewusst weiter erhöht, auch wenn es bereits zuvor zu einem Flammendurchschlag bei geringerem Druck gekommen war. Erklären lässt sich der Anstieg der mittleren Flammenausbreitungsgeschwindigkeit bei der Betrachtung eines Materials mit der Erhöhung der Masse sowie der Energie und damit der Temperatur des reagierenden Gasgemischs, das bei einem Durchschlag aus der Flammensperre austritt. Kommt es zum ersten Mal bei einem definierten Druck zum Durchschlag, so reicht die Temperatur, Ener-

#### 4.1. Flammenausbreitungsprozesse und -geschwindigkeiten

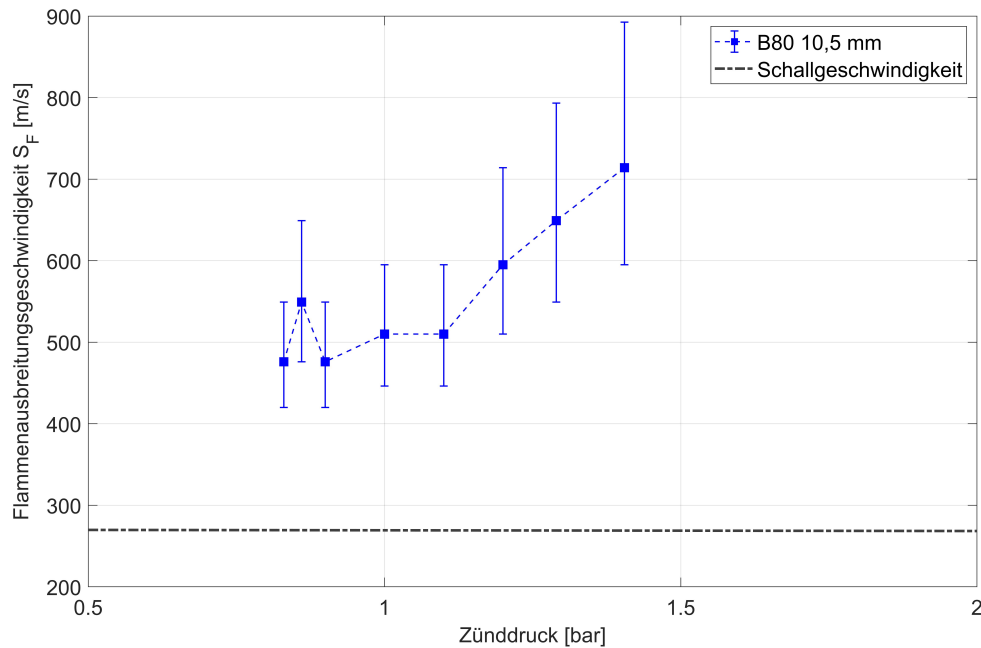


Abbildung 4.15.: Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten in der Zündkammer nach dem Durchschlag durch das poröse Material SIK A B 80 in 10,5 mm Länge in Abhängigkeit vom Zünddruck

gie bzw. Menge des reagierenden Gases gerade aus, um das unverbrannte Gemisch zu entzünden. Wird nun der Zünddruck weiter erhöht, so erhöht sich auch der Druck, der vorliegt, wenn die Flamme in die Flammensperre eintritt. In der Konsequenz tritt damit auch mehr heißes Gas mit einer höheren Geschwindigkeit aus der Flammensperre aus und in die zweite Kammer ein. Die erhöhte Strömungsgeschwindigkeit des austretenden Gases verstärkt die Turbulenz und die gesteigerte turbulente Schwankungsgeschwindigkeit  $u'_{rms}$  führt schließlich nach dem Zünden des Frischgemischs zu einer höheren mittleren Flammenausbreitungsgeschwindigkeit (siehe Gleichung 4.3).

Der Effekt der erhöhten Turbulenz scheint den Effekt einer niedrigeren laminaren Flammengeschwindigkeit bei erhöhtem Druck (siehe bspw. Abschnitt E.2.2 des Anhangs) mehr als zu kompensieren. So steigt die mittlere Flammenausbreitungsgeschwindigkeit bei der Betrachtung eines einzelnen Materials mit steigendem Zünddruck an.

Untermauert werden die oben aufgeführten Vermutungen einer gesteigerten Turbulenz und damit einer erhöhten Flammengeschwindigkeit aufgrund der Wechselwirkung mit dem porösen Material durch in der Literatur beschriebene Untersuchungen. So führen Ciccarelli [189] und Babkin [213] aus, dass poröse Materialien, wenn sie die Flamme nicht löschen, ähnlich wie ein hindernisbehafteter Kanal wirken können und die Turbulenz und Flammengeschwindigkeit der Flamme im Material deutlich erhöht werden kann. Wird nun die Flamme und die Strömung im porösen Material selbst turbulenter, so wirkt sich diese gesteigerte Turbulenz auch am Austritt aus dem Material auf das umgebende Gemisch aus und führt dort zu gesteigerten turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen.

Abbildung 4.16 gibt die Zeitspanne zwischen dem Austritt der Flamme aus der Flammensperre und der Entzündung des unverbrannten Gemischs für verschiedene Materialien wieder. Trotz einiger Ausreißer zeigt sich die Tendenz, dass mit höherem Zünddruck der Zeitverzug bis zu einer erneuten Flammenausbreitung kleiner wird. Somit sinkt die Zeitspanne zwischen Flammenaustritt und der Entzündung des unverbrannten Gemischs mit steigendem Zünddruck.

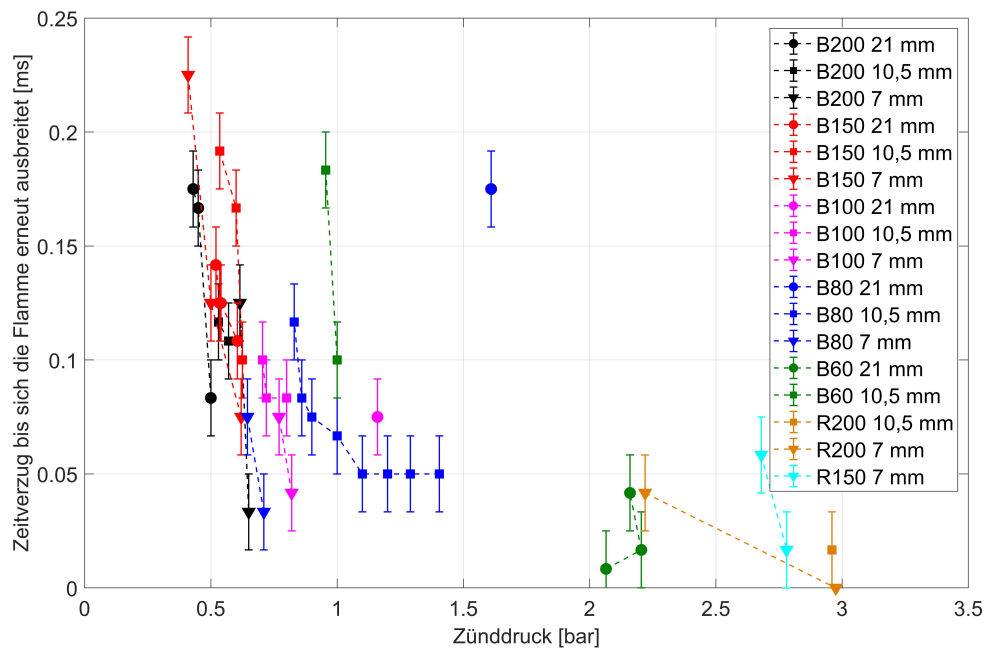


Abbildung 4.16.: Verzögerung, bis sich die durchgeschlagene Flamme erneut ausbreitet in Abhängigkeit vom Zünddruck, aufgetragen für die verwendeten porösen Materialien mit unterschiedlichen Längen

Deutlicher zeigt sich die Verringerung des Zeitverzugs mit steigendem Druck bei der Betrachtung eines spezifischen Materials aus Abbildung 4.16 (bspw. SIKA B 150 in 10,5 mm, rote Rechtecke oder SIKA B 100 in 7 mm, magentafarbene Dreiecke). Bei nahezu allen Materialien ist mit steigendem Zünddruck ein Abfall des Zeitverzugs zu erkennen (Ausnahme SIKA B 60, grüne Kreise).

Die Verringerung des Zeitverzugs bis zur Entzündung lässt sich mit der allgemeinen Verringerung des Zündverzugs bei steigendem Druck und steigender Temperatur erklären (siehe bspw. [139, 199, 276–278]). Wird die Testreihe eines einzelnen Materials betrachtet, so tritt bei einem Flammendurchschlag bei höherem Zünddruck mehr heißes, reaktives Gas aus der Flammensperre aus. Dieses Gas bringt mehr Energie und damit Temperatur in die zweite Kammer ein. Die erhöhte Temperatur bewirkt eine Verringerung des Zündverzugs, während die Erhöhung der Heißgasmenge die Zündung wahrscheinlicher macht. Zusätzlich bewirkt die Steigerung des Druckes alleine bereits eine Reduzierung des Zündverzuges. Die drei oben genannten Effekte (höhere Temperatur, größere Gasmenge, höherer Zünddruck) wirken innerhalb der Testreihe eines Materials zusammen und verringern so

#### 4.1. *Flammenausbreitungsprozesse und -geschwindigkeiten*

die beobachtete Verzugszeit zwischen Flammenaustritt und erneuter Flammenausbreitung bei steigendem Zünddruck.

Werden hingegen die Zeitverzögerungen bis zur Zündung über alle eingesetzten Materialien hinweg miteinander verglichen (siehe Diagramm 4.16), so ruft vermutlich ausschließlich der Druckanstieg die Verringerung der Verzugszeit hervor. Beim Vergleich der unterschiedlichen Materialien muss nämlich zunächst der kritische Druck erreicht werden, damit es überhaupt zu einem Durchschlag kommt. Bei Betrachtung aller Materialien lässt sich folglich nicht argumentieren, dass bspw. bei dem Material SIKA R 200 in 7 mm mehr und heißeres Gas durch die Flammensperre durchtritt als bei Material SIKA B 200 in 21 mm, nur weil der Zünddruck erhöht ist. Denn das SIKA R 200 Material weist in diesem Fall einen kleineren Löschdurchmesser auf und es ist damit per se schon ein höherer Druck erforderlich, um überhaupt einen Durchschlag herbeizuführen.

#### **Ausbreitung der Flamme nach Durchschlag von der Zünd- in die Sekundärkammer**

Neben den Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten in der Zündkammer nach einem erfolgten Durchschlag, wurden auch die Ausbreitungsgeschwindigkeiten betrachtet, die sich beim Durchschlag von Zünd- in die Sekundärkammer ergaben. Abbildung 4.17 stellt den Flammendurchschlag und die Flammenausbreitung in der Sekundärkammer dar.

Die Aufnahmen 1-6 in Abbildung 4.17 zeigen die Ausbreitung der Flammen im zeitlichen Abstand von jeweils 0,1 ms. In Bild 4 trifft die Flamme auf die Flammensperre, der genaue Flammeneintrittszeitpunkt kann jedoch nicht exakt ermittelt werden. Ab Bild 6 wird die Flamme in der Sekundärkammer sichtbar, dort breitet sie sich mit sehr hoher Geschwindigkeit (ca. 2100 m/s) aus. Die Bilder 6-9 weisen aus diesem Grund einen verringerten zeitlichen Abstand von jeweils 0,008333 ms auf. Die hohe Ausbreitungsgeschwindigkeit liegt sehr nahe an der theoretischen CJ-Geschwindigkeit von ca. 2200 m/s (siehe Tabelle 2.2), dies deutet darauf hin, dass bei diesem Versuch bereits ein Übergang von der Deflagration zur Detonation (DDT, siehe Abschnitt 2.1.4) stattgefunden hat und sich eine Detonation in der Sekundärkammer ausbreitet. Vermutlich kommt es im porösen Material oder im Verbindungskanal zwischen den beiden Kammern zur DDT.

In Aufnahme 1 und 2 von Abbildung 4.17 sind jeweils die Zündkammer, die Flammensperre (grau) und das Verbindungsstück (hellgrün) zwischen beiden Kammern markiert. Im Gegensatz zur Zündung von Sekundär- in Zündkammer ist der Austritt der Flamme aus dem porösen Material in dieser Konfiguration nicht einsehbar. Die Flamme breitet sich nach dem Durchschlag zunächst innerhalb des Verbindungsstücks aus (siehe Darstellung der Zündmessstrecke in Abbildung 3.2 bzw. 4.1) und tritt erst dann in die Sekundärkammer ein.

Abbildung 4.18 stellt die mittleren Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten dar, die sich

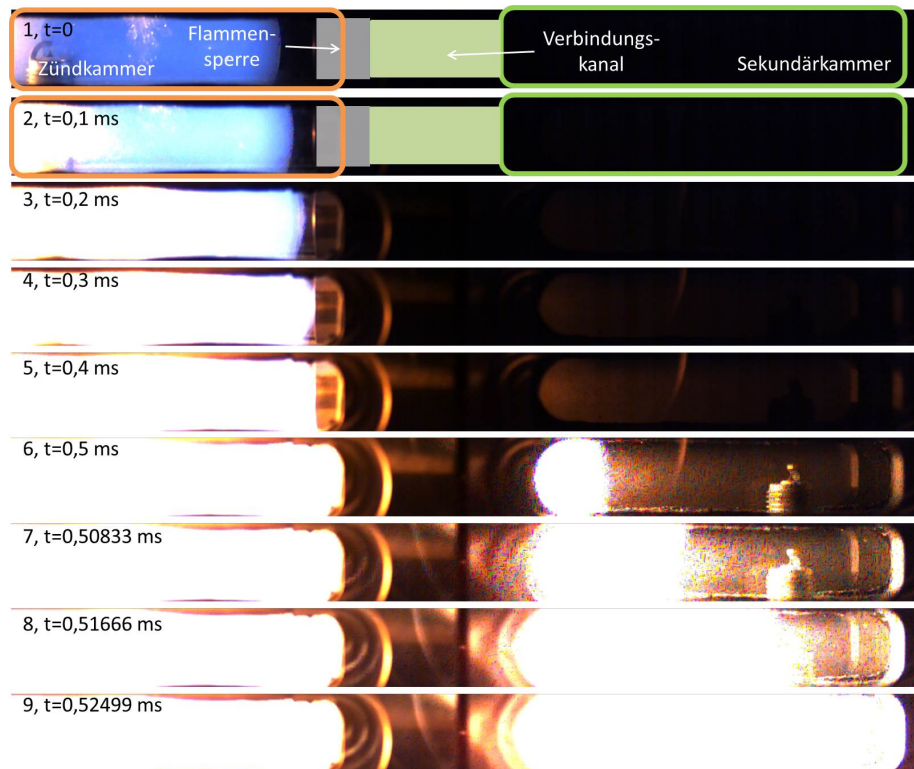


Abbildung 4.17.: Flammenausbreitung bei einem Durchschlag von der Zünd- in die Sekundärkammer, Zünddruck 1,16 bar, Zündtemperatur 287,45 K,  $\Phi = 1,1$ , Flammensperre SIKA B 100 in 10,5 mm; Aufnahmen 1-6 zeitlicher Abstand zwischen Bilder jeweils 0,1 ms, zeitlicher Abstand zwischen Bilder 6-9 jeweils 0,008333 ms

bei Durchschlägen von der Zünd- in die Sekundärkammer ergaben. Anzumerken ist hier, dass nur ein geringer Teil der Versuche in dieser Konfiguration durchgeführt wurde. Da der Fokus der Untersuchungen auf den Flammenlöseigenschaften des jeweiligen Materials lag, wurden bei den meisten Versuchen die Eintrittsposition der Flamme konstant gehalten, dies war nur bei einer Zündung von Sekundär- in Zündkammer möglich (vgl. Abbildung 3.8). Aufgrund der höheren Geschwindigkeiten und der oft leichter zu analysierenden Videoaufnahmen beim Flammendurchschlag in die Sekundärkammer (eindeutige Ausbreitungsrichtung und keine verzögerte Entzündung des Frischgemischs) wurde zur Bestimmung der Fehlerbalken in Abbildung 4.18 angenommen, dass der jeweilige Zeitpunkt und die entsprechende Zeitspanne zur Ermittlung der Geschwindigkeit auf  $\pm$  ein Bild genau bestimmt werden kann.

Wie bereits Abbildung 4.17 veranschaulicht, treten bei der Flammenausbreitung nach dem Durchschlag in die Sekundärkammer höhere Geschwindigkeiten auf, als bei einem Durchschlag in entgegengesetzter Richtung von der Sekundär- in die Zündkammer (vgl. Abbildung 4.18 und Abbildung 4.14). Bei der Flammenausbreitung in der Sekundärkammer

#### 4.1. Flammenausbreitungsprozesse und -geschwindigkeiten

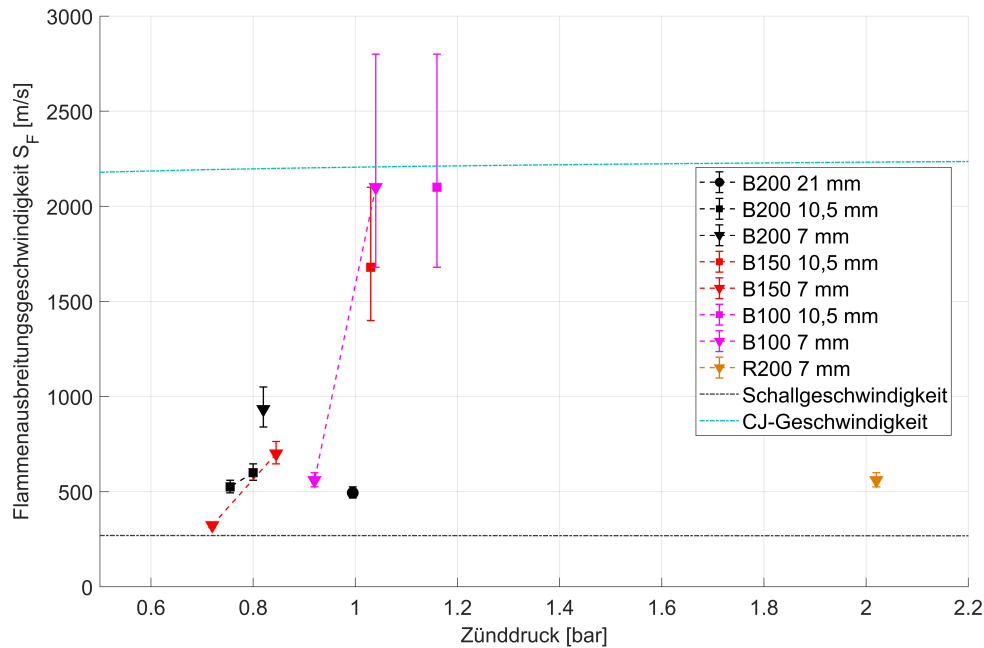


Abbildung 4.18.: Flammenausbreitungsgeschwindigkeit nach einem Durchschlag von Zünd- in Sekundärkammer in Abhängigkeit des Zünddrucks aufgetragen für verschiedene Materialien und -längen

werden dabei Geschwindigkeiten in der Größenordnung der theoretischen Detonationsgeschwindigkeit/ CJ-Geschwindigkeit von ca. 2200 m/s erreicht.

Eine Ursache für diese erhöhten Geschwindigkeiten könnte die verlängerte Laufstrecke im Verbindungskanal und der geringere Durchmesser des Verbindungskanals im Verhältnis zum Kammerdurchmesser bzw. zum porösen Material sein (siehe Abbildung 3.4 oder 4.1). Tritt die Flamme zur Sekundärkammer hin aus der Flammensperre aus, so hat sie im Gegensatz zum Austritt in der Zündkammer eine deutlich längere Anlaufstrecke, bevor sie in den beobachtbaren Bereich der Sekundärkammer eintritt. Bewegt sich die Flamme nun im Verbindungskanal, so kann sie darin weiter beschleunigen und mit einer höheren Geschwindigkeit in die Sekundärkammer eintreten.

Zusätzlich wird die Flamme und die Strömung beim Austritt aus dem porösen Material im Verbindungskanal nicht wie auf der Seite der Zündkammer aufgrund der Querschnittserweiterung im Raum verteilt und dadurch verzögert, sondern in ihrer radialen Expansion durch die Wände des Verbindungskanals begrenzt (siehe Abbildung 3.4 oder 4.1). Somit kommt es beim Übergang vom porösen Material zum Verbindungskanal nicht zu einer radialen Expansion der Strömung. Damit erfährt die Flamme ebenfalls keine Expansion in radialer Richtung. Da die Strömung im Verbindungskanal nun nur axial aber nicht radial expandieren kann, tritt keine oder nur eine geringe Verzögerung der Strömung auf. So wird auch die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit direkt nach dem Austritt aus dem porösen Material nicht oder nur geringfügig reduziert.

Der umgekehrte Effekt der Querschnittserweiterung zur Verzögerung der Flammenausbrei-

tungsgeschwindigkeit wird in vielen kommerziellen Flammensperren eingesetzt [206, 207]. Die genannten Einflussfaktoren - längere Anlaufstrecke und Einschränkung der axialen Expansion bei Flammenaustritt - verursachen vermutlich die, im Vergleich zur Zündung von Sekundär- in Zündkammer, höheren Ausbreitungsgeschwindigkeiten. Je nach Strömungszustand und Anfangsbedingungen kann es dabei im porösen Material, im Verbindungskanal oder beim Übergang zur Sekundärkammer zu einer DDT (Deflagration to Detonation Transition, siehe Kapitel 2.1.4) kommen. Kommt es zur DDT breitet sich anschließend eine Detonation in der Sekundärkammer aus.

In Analogie zu den in Abbildung 4.14 ermittelten Geschwindigkeiten ergibt sich in Abbildung 4.18 kein eindeutiger Zusammenhang zwischen dem Zünddruck und der mittleren Flammenausbreitungsgeschwindigkeit nach dem Durchschlag. Allerdings zeigt sich auch in Abbildung 4.18 bei der Betrachtung eines einzelnen Materials (bspw. SIKA B 150 in 7 mm, magentafarbene Dreiecke) ein Zusammenhang zwischen dem Zünddruck und der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit. So kommt es bei der Erhöhung des Zünddrucks zu einer Steigerung der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit nach dem Durchschlag. In diesem Fall lässt sich analog zum vorherigen Abschnitt argumentieren: Bei Erhöhung des Zünddrucks über den für den Flammendurchschlag erforderlichen Druck hinaus tritt mehr heißes Gas aus der Flammensperre aus, dies erhöht die Turbulenz im Bereich hinter der Flammensperre und führt so zu einer gesteigerten Flammenausbreitungsgeschwindigkeit.

### **4.1.3. Zusammenfassung der Flammenausbreitungsprozesse und -geschwindigkeiten**

Im folgenden Abschnitt sind die Ergebnisse und die Diskussion der in Abschnitt 4.1 beschriebenen Versuche zusammengefasst. Die drei Bereiche: Flammenausbreitung nach der Zündung, Flammenausbreitung nach dem Durchschlag durch die Flammensperre von Sekundär- in Zündkammer und Flammenausbreitung nach dem Durchschlag von Zünd- in Sekundärkammer werden dabei unterschieden.

#### **Die Flammenausbreitung nach der Zündung:**

- Die laminare Flamme breitet sich nach der Zündung zunächst kugelförmig aus. Im weiteren Verlauf bildet sich aufgrund der Interaktionen mit den umgebenden Wänden eine fingerförmige Flamme. Je nach vorherrschenden Randbedingungen und Druckverhältnissen können die Flanken der fingerförmigen Flamme an den umgebenden Wänden gelöscht werden. Schließlich trifft die Flamme auf die Flammensperre am Ende der jeweiligen Versuchskammer. Der Ausbreitungsmechanismus folgt den in der Literatur [114–116, 119, 279] beschriebenen Phasen.

#### 4.1. Flammenausbreitungsprozesse und -geschwindigkeiten

- Die mittleren Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten des  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemischs liegen bei Drücken von 0,5 bar bis 4 bar im Bereich von 35 m/s bis ca. 55 m/s. Die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit steigt linear mit dem vor der Zündung vorliegenden Druck (Zünddruck) an.
- Die theoretische Betrachtung der Flammengeschwindigkeit zeigt, dass mit steigendem Zünddruck die Flammengeschwindigkeit abnehmen sollte. Da sich in den Experimenten ein gegensätzlicher Trend zeigt, wird der Effekt abnehmender Flammengeschwindigkeit wahrscheinlich durch das verstärkte Auftreten von Instabilitäten an der Flammenoberfläche kompensiert. Die Instabilitäten gewinnen mit steigendem Druck an Einfluss, vergrößern so die Flammenoberfläche und bewirken eine Erhöhung der Ausbreitungsgeschwindigkeit.

#### Die Flammenausbreitung nach dem Durchschlag von der Sekundär- in die Zündkammer:

- Prinzipiell lassen sich vier verschiedene Verläufe des Kontakts der Flamme mit der Flammensperre unterscheiden:
  1. Die Flamme wird beim Eintritt oder beim Durchwandern der Flammensperre gelöscht
  2. Die Flamme schlägt durch die Flammensperre hindurch, entzündet das Frischgemisch auf der anderen Seite allerdings nicht
  3. Die Flamme schlägt durch die Flammensperre hindurch und entzündet das unverbrannte Gemisch nach einer Verzögerung
  4. Die Flamme schlägt durch die Flammensperre hindurch und entzündet das Frischgemisch sehr schnell oder sofort (Zeitspanne  $< 50 \mu\text{s}$ )
- Nach dem Durchschlag breitet sich eine turbulente Flamme in der Zündkammer aus. Die turbulente Flamme bewegt sich deutlich schneller fort als die laminare Flamme direkt nach der Zündung.
- Die mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit der turbulenten Flamme liegt dabei zwischen 150 m/s und ca. 760 m/s. Die Schallgeschwindigkeit des  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemischs bei 1 bar und 293 K beträgt 272 m/s. Damit erreichen die höchsten, mittleren Ausbreitungsgeschwindigkeiten das 2,7-Fache der Schallgeschwindigkeit.
- Ursache für die hohen turbulenten Flammengeschwindigkeiten nach dem Durchschlag ist die turbulente Strömung, die aus dem porösen Material austritt. Die Flamme bewegt sich nach dem Durchschlag innerhalb dieser turbulenten Strömung fort und erreicht dadurch wesentlich höhere Geschwindigkeiten als im laminaren Fall.



- Im Gegensatz zur Flammenausbreitung nach der Zündung ist nach dem Durchschlag kein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit und dem Zünddruck erkennbar. Es lässt sich lediglich ein Trend zu niedrigeren Ausbreitungsgeschwindigkeiten bei höherem Zünddruck über alle untersuchten Materialien hinweg ausmachen.
- Wird hingegen die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit nach dem Durchschlag für ein einzelnes Material betrachtet, so steigt die Geschwindigkeit mit größer werdendem Zünddruck an. In diesem Fall ergeben sich bei schrittweiser Erhöhung des Druckes vor der Zündung auch höhere Drücke beim Eintritt der Flamme in die Flammensperre. Folglich tritt bei höheren Zünddrücken auch mehr heißes Gas aus der Flammensperre aus und sorgt für eine verstärkte Turbulenz in der Zündkammer. Die Verstärkung der Turbulenz erhöht die Flammengeschwindigkeit.
- Zwischen dem Druckverlust des jeweiligen Materials und der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit nach dem Durchschlag ist ebenfalls ein Zusammenhang erkennbar. Je höher der Druckverlust, desto langsamer breitet sich die Flamme im Mittel nach dem Durchschlag aus. Erklären lässt sich dies durch die größere Verzögerung, die die Strömung beim Durchwandern eines Materials mit einem höheren Druckverlust erfährt. Wird die Strömung durch das Material stärker verzögert, so ergibt sich eine niedrigere Austrittsgeschwindigkeit bzw. ein niedrigerer Impuls der Strömung beim Austritt. Dies verursacht wiederum weniger Turbulenz im Bereich hinter der Flammensperre. Ein geringere turbulente Flammengeschwindigkeit ist die Folge.
- Bei einer Erhöhung des Zünddrucks verringert sich die Zeitspanne zwischen dem Austritt der Flamme und einer erneuten Flammenausbreitung im Frischgemisch. Die Erhöhung des Zünddruckes hat eine Erhöhung des Druckes beim Flammeneintritt zur Folge. Bei der Betrachtung eines einzelnen Materials ist die Ursache für die kürzere Zeitspanne somit die Erhöhung der Temperatur und Gasmenge, die bei einer Steigerung des Zünddrucks durch die Flammensperre hindurch tritt. Tritt eine größere Menge heißes Gas mit höherer Temperatur durch die Flammensperre hindurch, so sinkt der Zündverzug aufgrund der höheren Energiemenge, die ins Frischgemisch eingebracht wird. Zusätzlich bewirkt eine Erhöhung des Druckes im Allgemeinen eine Verringerung des Zündverzuges. Der letztgenannte Effekt (sinkender Zündverzug bei steigendem Druck) erklärt auch den generellen Abfall des Zündverzugs über alle untersuchten Materialien hinweg.

#### **Die Flammenausbreitung nach dem Durchschlag von der Zünd- in die Sekundärkammer:**

- Im Unterschied zur Flammenausbreitung nach dem Durchschlag von der Sekundär- in die Zündkammer, ergeben sich beim Durchschlag von der Zünd- in die Sekundärkammer höhere Geschwindigkeiten. Diese Geschwindigkeiten liegen zwischen 320

## 4.2. Druck und Temperaturverläufe während der Versuche

m/s und 2100 m/s

- Die hierbei maximal erreichten Geschwindigkeiten liegen nahe der theoretischen Detonations- oder CJ-Geschwindigkeit des  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemischs, diese beträgt ca. 2200 m/s.
- Die erhöhten Geschwindigkeiten im Vergleich zum Flammenrückschlag von Sekundär- in Zündkammer scheinen aufgrund der veränderten Geometrie aufzutreten. Während die Strömung und Flamme beim Austritt in die Zündkammer durch die Querschnittserweiterung in radialer Richtung stark expandiert wird, ergibt sich beim Austritt der Flamme in den Verbindungskanal zur Sekundärkammer keine oder nur eine geringfügige radiale Expansion. Hierdurch wird die Flamme beim Übergang in das Verbindungsstück zur Sekundärkammer nicht oder nur gering verzögert. Zusätzlich hat die Flamme, bevor sie in den sichtbaren Bereich der Sekundärkammer eintritt, eine längere Anlaufstrecke im Verbindungskanal hinter der Flammensperre zur Verfügung. Beim Passieren dieser Anlaufstrecke kann die Flamme weiter beschleunigen.
- Analog zum Durchschlag von Sekundär- in Zündkammer ergibt sich auch hier kein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit und dem Zünddruck über die untersuchten Materialien hinweg.
- Wird jedoch wieder nur ein einzelnes Material betrachtet, so ergibt sich ein Anstieg der Ausbreitungsgeschwindigkeit nach dem Durchschlag mit steigendem Zünddruck. Dies lässt sich ebenfalls über die erhöhte Geschwindigkeit und die damit vergrößerte Turbulenz erklären, die sich im Material selbst und in der Sekundärkammer bei Steigerung des Zünddrucks ergibt.

## 4.2. Druck und Temperaturverläufe während der Versuche

In diesem Abschnitt werden die während der Flammenausbreitung gemessenen Druck- und Temperaturverläufe dargestellt und diskutiert. Während sich anhand der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen feststellen lässt, wann es zu einem Flammendurchschlag durch die Flammensperre kam, geben die Druck- und Temperaturdaten Aufschluss darüber, ob eine Zündung in der jeweiligen Kammer nach dem Flammendurchschlag erfolgte. Die Positionen der Druck- und Temperatursensoren können Abbildung 3.2 entnommen werden. Anhand der Druck- und Temperaturmesswerte konnten mittels Refprop [110] die Stoffdaten des  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemischs bestimmt werden. Diese wurden im nächsten Schritt dazu eingesetzt, die laminaren Flammengeschwindigkeiten und damit die jeweiligen Péclet-Zahlen für die verwendete Flammensperre zu ermitteln (siehe Kapitel 4.3).

#### 4.2.1. Druck- und Temperaturverläufe ohne eine Wiederzündung nach dem Flammendurchschlag

Abbildung 4.19 zeigt die Druckverläufe in Sekundär- und Zündkammer bei einer Zündung in der Sekundärkammer. Die Zündung des stöchiometrischen  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemischs erfolgte bei einem Druck von 0,925 bar und einer Temperatur von 284 K. Als Flammensperre war ein SIKA B60 Material in 21 mm Länge verbaut. Bei dem dargestellten Versuch kam es zu keinem Flammendurchschlag und zu keiner Entzündung des unverbrannten Gemischs in der Zündkammer. Die Sensoren P-ZK-01 und P-ZK-02 befanden sich in der Zündkammer, während der Sensor P-SEK an der Sekundärkammer montiert war. Die Datenerfassungsrate der Drucksensoren betrug 150 kHz.

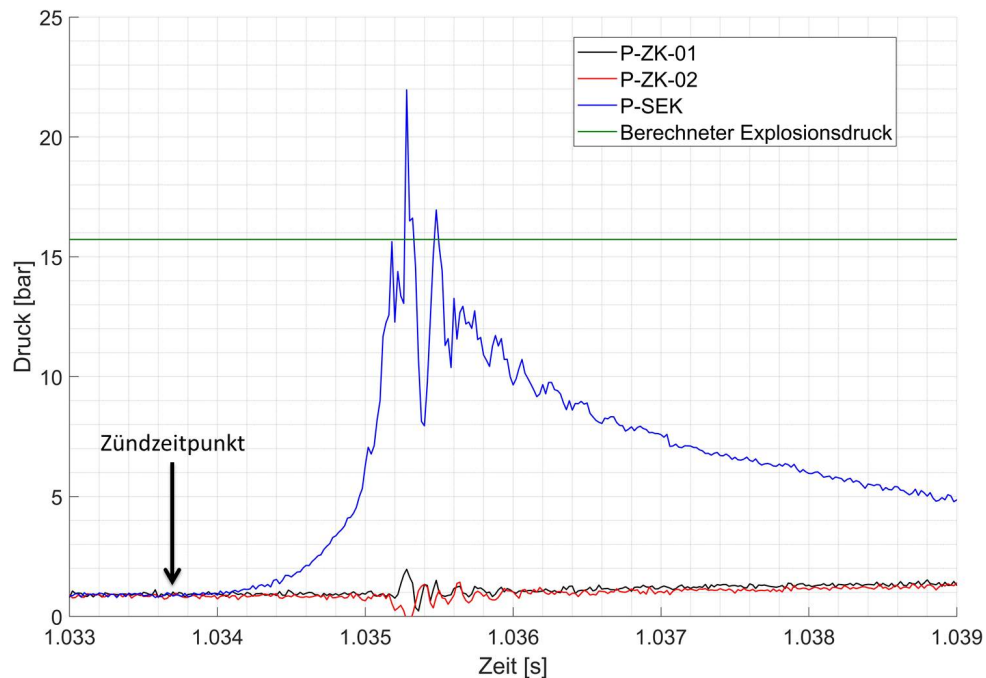


Abbildung 4.19.: Druckverlauf in Zünd- und Sekundärkammer bei Zündung in der Sekundärkammer. Kein Flammendurchschlag, Zünddruck 0,925 bar, Zündtemperatur 284 K,  $\Phi=1$

Die Versuchszeit auf der x-Achse in Abbildung 4.19 ist mit der Zeitskala der Hochgeschwindigkeitskamera synchronisiert. Die Zündung erfolgt bei 1,03364 s und ist im Diagramm anhand eines Pfeils markiert. Kurz nach dem Entstehen des Zündfunken und der initialen Ausbreitung der Flamme ist ein starker, annähernd exponentieller Druckanstieg (ab ca. 1,034 s bei P-SEK) zu beobachten. Bei der Versuchszeit 1,0355 s wird ein Druckmaximum von ca. 22 bar gemessen. Wie anhand der Druckdaten zu erkennen ist, kann der starke und schnelle Druckanstieg von den Sensoren nicht vollständig aufgelöst werden. Kurz vor und nach dem Erreichen des Maximums kommt es zu oszillierenden Druckwerten. Die-

#### 4.2. Druck und Temperaturverläufe während der Versuche

se Oszillation wird vermutlich durch in der Kammer hin- und herlaufende Druckwellen verursacht. Nach dem Erreichen des Maximums fällt der Druck in der Sekundärkammer durch Wärmeverluste und aufgrund des Druckausgleichs über das poröse Material hinweg ab. In der Zündkammer steigt der Druck aufgrund des über die Flammensperre hinweg stattfindenden Druckausgleichs dagegen langsam an. Wenn das heiße, verbrannte Gas abgekühlt ist und die Ausgleichsströmung über das poröse Material zum Erliegen kommt, entsprechen sich die Drücke in Zünd- und Sekundärkammer wieder.

Die grüne Linie in Abbildung 4.19 markiert den nach Gleichung 2.69 ermittelten, theoretischen Explosionsdruck  $p_{expl}$ , dieser beträgt 15,7 bar. Die Temperatur  $T_b$  und molare Masse  $M_b$  nach der Verbrennung wurden mittels NASA CEA [109] berechnet, in die übrigen Variablen wurden die Werte zum Zeitpunkt der Zündung eingesetzt. In Anbetracht der starken Fluktuation des Druckmesswertes in der Nähe des Maximums liefert die Berechnung des theoretischen Explosionsdruckes eine gute Näherung für den maximal gemessenen Druck.

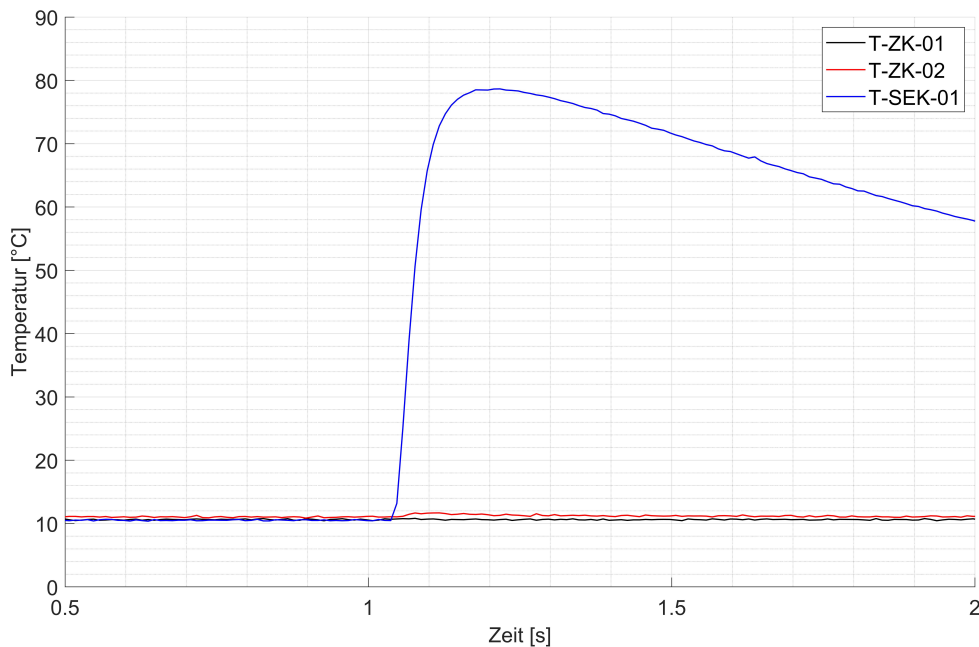


Abbildung 4.20.: Temperaturverlauf in Zünd- und Sekundärkammer bei Zündung in der Sekundärkammer. Kein Flammendurchschlag, Zünddruck 0,925 bar, Zündtemperatur 284 K,  $\Phi=1$

Die Temperaturmesswerte des Versuchs aus Abbildung 4.19 sind in Diagramm 4.20 dargestellt.

Da die Thermoelemente lediglich mit 100 Hz abgetastet wurden und aufgrund ihres Durchmessers von 1 mm bzw. 0,5 mm nur verzögert auf den Temperaturanstieg reagieren, umfasst die Zeitskala in Abbildung 4.20 einen größeren Bereich. Kurz nach der Zündung ist ein deutlicher Temperaturanstieg (T-SEK) in der Sekundärkammer auf ca. 78°C zu erkennen. Die Temperatur fällt im Anschluss wieder langsam ab. Die gemessene Temperatur

dient hierbei nur als Indikator ob und in welcher Kammer eine Zündung stattgefunden hat. Aufgrund der Trägheit der Thermoelemente, der zeitlichen Kürze der Temperaturspitze und der geringen Datenerfassungsrate kann die auftretende Spitzentemperatur von ca. 3100 K nicht aufgelöst werden. Zusätzlich würden die Thermoelemente bei einem längeren Auftretenden solch hoher Temperaturen schmelzen.

#### 4.2.2. Druck- und Temperaturverläufe bei einem Flammendurchschlag mit Wiederzündung

Abbildung 4.21 stellt den Druckverlauf in Zünd- und Sekundärkammer bei einer Zündung in der Sekundärkammer dar.

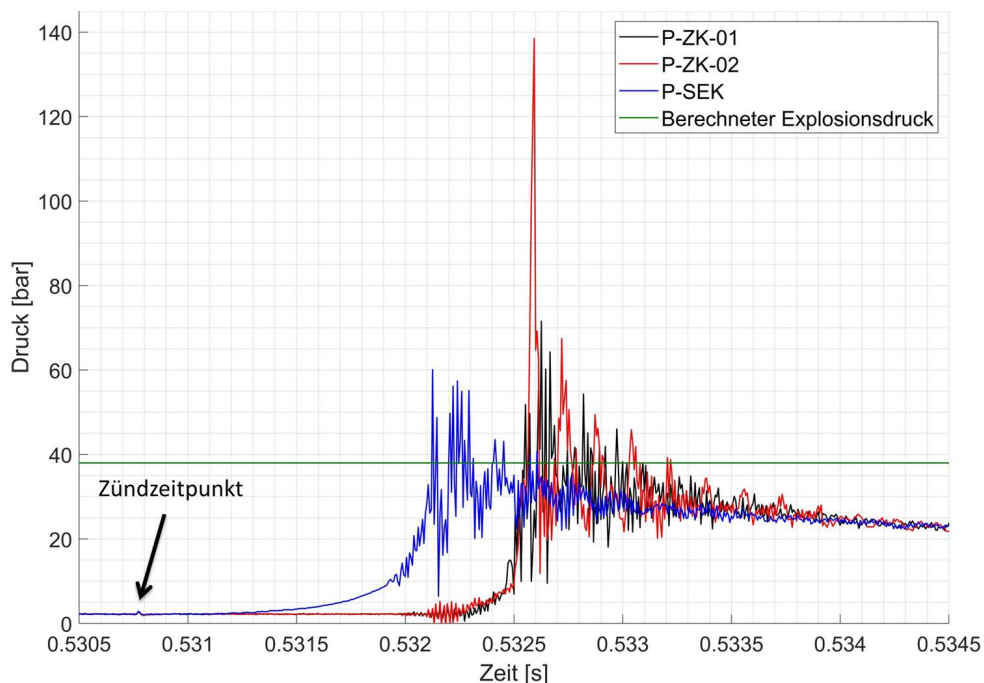


Abbildung 4.21.: Druckverlauf in Zünd- und Sekundärkammer bei Zündung in der Sekundärkammer. Flammendurchschlag, Zünddruck 2,205 bar, Zündtemperatur 286 K,  $\Phi=1$

Im dargestellten Versuch kommt es zu einem Flammendurchschlag und zu einer Zündung des Frischgemischs in der Zündkammer. Die Zündung des stöchiometrischen Gemischs erfolgte bei einem Druck von 2,205 bar und einer Temperatur von 286 K. Als Flammensperre war ein SIKA B60 Material in 21 mm Länge verbaut.

Der Zündfunke tritt bei 0,530775 s auf und ist mittels eines schwarzen Pfeils markiert. Wieder zeigt sich ein starker, annähernd exponentieller Anstieg des Druckes in der Sekundärkammer. Ungefähr 1 ms nach Auftreten des Zündfunkens ist der Druckanstieg in

#### 4.2. Druck und Temperaturverläufe während der Versuche

Abbildung 4.21 deutlich zu erkennen. Im Gegensatz zu den Versuchen bei niedrigeren Drücken (vgl. Abbildung 4.19), sind die Fluktuationen der Druckmesswerte in der Nähe der Maxima deutlich verstärkt. Aufgrund des schnellen Druckanstiegs und des dadurch auftretenden Druckschlags wird die gesamte Zündmessstrecke in Schwingungen versetzt. Diese Schwingungen spiegeln sich in den Werten der Drucksensoren wieder. Ungefähr 0,5 ms nachdem der Druck in der Sekundärkammer sein Maximum erreicht hat, wird auch in der Zündkammer der Maximaldruck erreicht. Die von den Drucksensoren gemessenen Spitzendrücke (ca. 135 bar) sind vermutlich nur eine grobe Näherung der real auftretenden Werte, da sich die Druckgradienten jenseits des Auflösungsvermögens der Sensoren befinden und die bereits erwähnten Schwingungen die Druckmesswerte überlagern.

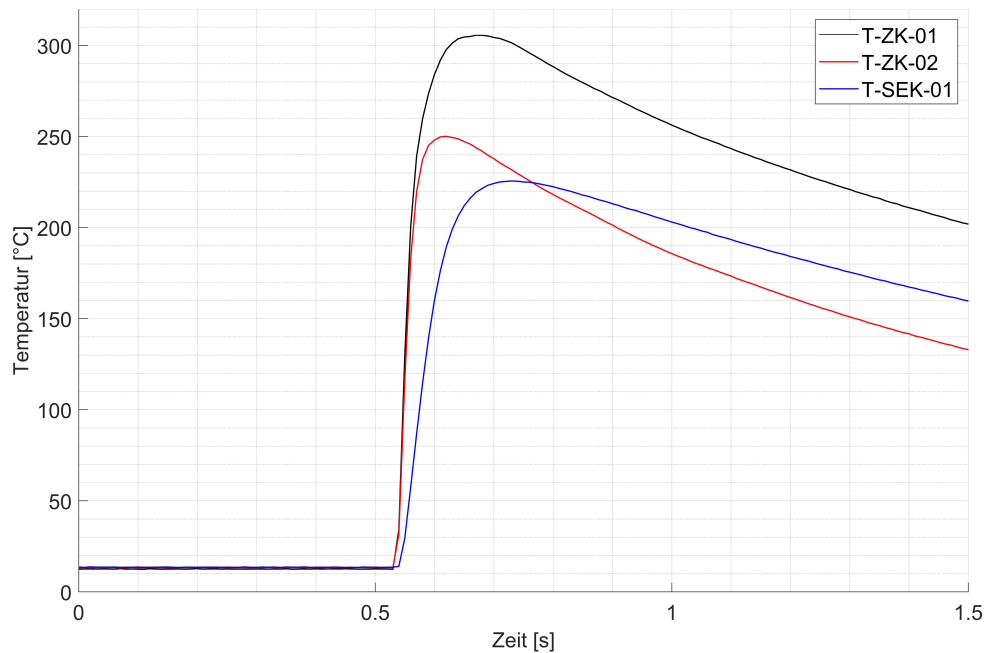


Abbildung 4.22.: Temperaturverlauf in Zünd- und Sekundärkammer bei Zündung in der Sekundärkammer. Flammendurchschlag, Zünddruck 2,205 bar, Zündtemperatur 286 K,  $\Phi=1$

Nichtsdestotrotz lässt sich erkennen, dass der Druckanstieg in der Zündkammer wesentlich steilere Gradienten aufweist als der Druckverlauf in der Sekundärkammer. Dies lässt sich auf die größere Flammengeschwindigkeit in der Zündkammer nach dem Durchschlag zurückführen. Während sich in diesem Versuch die Flamme nach der Zündung in der Sekundärkammer mit ca. 45,5 m/s ausbreitet, weist sie nach dem Durchschlag eine mittlere Geschwindigkeit von 163 m/s auf. Aufgrund der höheren Flammengeschwindigkeit nach dem Durchschlag, ergeben sich somit auch deutlich steilere Druckgradienten.

Als grüne Linie ist in Abbildung 4.22 wiederum der mittels NASA CEA [109] berechnete Explosionsdruck (Gleichung 2.69) eingezeichnet, dieser wurde anhand der Druck- und Temperaturdaten vor der Zündung bestimmt. Der ermittelte Explosionsdruck von 38 bar scheint bei Betrachtung der Druckwerte im Bereich der Maxima die Messdaten für die Se-

kundärkammer (P-SEK) gut zu approximieren. Nach dem Durchschlag in die Zündkammer treten vermutlich höhere Spitzenwerte auf (P-ZK-01 und P-ZK-02), diese sind allerdings durch das starke Schwanken der Messwerte nicht genauer bestimmbar.

Abbildung 4.22 stellt die zu Diagramm 4.21 korrespondierenden Temperaturverläufe dar. Wiederum ist die Zeitskala auf der x-Achse deutlich weiter gefasst als im Falle der Druckmesswerte. Die verwendeten Thermoelemente reagieren um Größenordnungen träger als die eingesetzten Drucksensoren. In der Zündkammer werden Maximaltemperaturen von ca. 300°C aufgezeichnet. Die zu erwartenden 3100 K können aufgrund der kurzen Zeitspanne, während der die Temperatur am Thermoelement anliegt, nicht erfasst werden. Aus diesem Grund dienen die Temperaturmessungen lediglich dazu, die Entzündung des Gemischs nach dem Durchschlag zu bestätigen.

Auffällig in Abbildung 4.22 ist, dass die Temperaturen in der Zündkammer (T-ZK-01 und T-ZK-02) einen früheren Anstieg mit größeren Gradienten aufweisen, als das Thermoelement in der Sekundärkammer (T-SEK). Obwohl sich die Flamme zuerst in der Sekundärkammer ausbreitet, gibt das dort eingesetzte Thermoelement den Anstieg deutlich verzögert wieder. Diese Verzögerung des Temperaturanstieges ist auf die Messspitze des Thermoelements zurückzuführen (vgl. Tabelle 3.2). Während die Mantelthermoelemente in der Zündkammer (T-ZK-01 und T-ZK-02) eine 0,5 mm durchmessende Messspitze aufweisen, befindet sich in der Sekundärkammer ein Thermoelement mit 1 mm durchmessender Messspitze. Aufgrund der größeren Messstelle wird die Temperaturmessung in der Sekundärkammer stärker gedämpft als in der Zündkammer.

### **4.2.3. Zusammenfassung der Druck- und Temperaturverläufe während der Versuche**

Die Druck- und Temperaturdaten wurden eingesetzt, um einen Flammendurchschlag mit einer erneuten Zündung des Frischgemischs zu detektieren und die auftretenden Drücke und Druckanstiege zu quantifizieren. Weiterhin dienten die während der Versuche erfassten Druck- und Temperaturdaten zur Bestimmung der Stoffdaten, zur Berechnung der laminaren Flammengeschwindigkeiten und damit zur Ermittlung der Péclet-Zahlen bei Zündung oder beim Flammeneintritt (siehe Abschnitt 4.3). In Hinblick auf die gemessenen Druck- und Temperaturdaten lassen sich folgende Punkte festhalten:

- Während der Flammenausbreitung steigt der Druck in der jeweiligen Versuchskammer annähernd exponentiell an.
- In der Kammer, in der die Zündung ausgelöst wird, liefert der theoretisch berechnete Explosionsdruck  $p_{expl}$  (Berechnung bspw. mittels NASA CEA [109]) eine gute Näherung für die in den Versuchen maximal auftretenden Drücke. Dabei können kurzzeitig Druckspitzen auftreten, die das 15-20-Fache des Zünddrucks übersteigen.

#### *4.3. Flammensperren-Versuche: Test und Vergleich von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren*

- Nach dem Flammendurchschlag wurden hingegen Druckspitzen gemessen, die Werte bis zum 60-Fachen des Zünddrucks erreichen. Verursacht wird dies vermutlich durch die deutlich höheren Flammenausbreitungsgeschwindigkeit bzw. das Auftreten von Detonationen nach dem Flammendurchschlag.
- Die Druck- und Temperaturmesswerte eignen sich dazu, einen Flammendurchschlag mit erneuter Zündung des Frischgemischs zu detektieren. Die Messwerte sind allerdings nicht dazu geeignet, einen Flammendurchschlag zu erkennen, wenn es zu keiner erneuten Zündung des Frischgemischs kam. Damit liefert die alleinige Messung von Druck und Temperatur keine Aussage darüber, ob es zu einem Flammendurchschlag durch die Flammensperre kam, oder nicht.

### **4.3. Flammensperren-Versuche: Test und Vergleich von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren**

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Flammensperren-Tests dargestellt und diskutiert. Wie in Kapitel 3.3 beschrieben, wurden poröse Sintermetalle aus Edelstahl (1.4404) und Bronze (2.1052) sowie Kapillaren aus Edelstahl (1.4401) und Glas (3.3 Borosilicatglas) als Flammensperren eingesetzt.

Zunächst werden die Flammensperren-Experimente mit Kapillaren aus Edelstahl beschrieben. In den hierbei durchgeführten Versuchsreihen wurde der Einfluss der Kapillarlänge, der Flammeneintrittsposition, des Kapillardurchmessers sowie der Einfluss der Austrittsposition/Austrittsfläche auf das Flammenlöschen und die Wiederezündung in der Sekundärkammer untersucht.

Im nächsten Abschnitt werden die Ergebnisse der Versuche mit Glaskapillaren dargestellt. Mithilfe der Glaskapillaren konnte die Flammenausbreitung innerhalb der Flammensperre visualisiert und analysiert werden. Zusätzlich konnte mithilfe von Glaskapillaren und Edelstahlkapillaren gleichen Durchmessers evaluiert werden, ob das Wandmaterial einen Einfluss auf den Flammenlöschprozess hat.

Im Anschluss folgt die Darstellung und Diskussion der Experimente mit porösen Sintermetallen aus Edelstahl und Bronze als Flammensperren. Dabei werden Zusammenhänge zwischen dem Löschverhalten der Materialien und den auftretenden Druckverlusten abgeleitet. Die hierbei ermittelten Kriterien für das Flammenlöschen werden daraufhin mit den Ergebnissen aus den Versuchen mit Kapillaren verglichen und auftretende Unterschiede diskutiert.



### 4.3.1. Allgemeine Einflussfaktoren auf das Flammenlöschen

In diesem Abschnitt werden die im Grundlagenkapitel 2.2.2 dargestellten Einflussfaktoren auf das Flammenlöschen bzw. die Fähigkeit einer Flammensperre die Flamme zu löschen nochmals kurz aufgegriffen. Aus der theoretischen Herleitung des Lösch- bzw. Quenchingdurchmessers ergibt sich Gleichung 2.51:

$$d_q = \frac{\lambda_u}{\rho_u \cdot S_L \cdot c_{p,u}} \cdot Pe_{krit} = \frac{\alpha_u}{S_L} \cdot Pe_{krit} \quad (2.51)$$

Anhand dieser Gleichung lassen sich die grundsätzlichen Einflussfaktoren auf den Löschabstand bzw. Löschdurchmesser ableiten:

1. Mit größer werdender Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_u$  des Frischgemischs steigt der Löschdurchmesser  $d_q$ .
2. Mit steigendem Druck  $p_u$  erhöht sich die Dichte  $\rho_u$  des unverbrannten Gemischs, d.h. bei steigendem Druck sinkt der Löschdurchmesser  $d_q$ .
3. Mit steigender Temperatur  $T_u$  nimmt die Dichte  $\rho_u$  des unverbrannten Gemischs ab, damit steigt der Löschdurchmesser  $d_q$ . Mit sinkender Temperatur sinkt auch der Löschdurchmesser.
4. Die Erhöhung der laminaren Flammengeschwindigkeit  $S_L$  verringert den Löschdurchmesser  $d_q$ . Sinkt die Flammengeschwindigkeit, so steigt der Löschdurchmesser an.
5. Eine größere spezifische Wärmekapazität  $c_p$  bei konstantem Druck verursacht ein Absinken des Löschdurchmessers.
6. Da die kritische Péclet-Zahl von der Geometrie (siehe Anhang C) und dem Strömungsfall (siehe Abschnitt 2.2.2) abhängt, wird der Löschdurchmesser auch von der Geometrie der Flammensperre und der Art der Strömung (laminar, turbulent) beeinflusst.

Beim Einsatz einer Flammensperre wechselwirken die oben genannten, allgemeinen Einflussfaktoren mit den geometrischen Abmessungen, den strömungsmechanischen Eigenschaften, der Einbauposition und den Materialeigenschaften der Flammensperre. Um eine geeignete Flammensperre für den jeweiligen Anwendungsfall auszuwählen, müssen die spezifischen Charakteristiken der Flammensperre und des Aufbaus also ebenfalls mit in Betracht gezogen werden.

Ein Ziel dieser Arbeit war es, den Einfluss der genannten Parameter zu analysieren und ihre Auswirkung auf das Löschverhalten der Flammensperre zu quantifizieren. Abbildung 4.23 veranschaulicht die unterschiedlichen Eigenschaften einer Flammensperre.

Diese Eigenschaften sind im Einzelnen:

#### 4.3. Flammensperren-Versuche: Test und Vergleich von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren

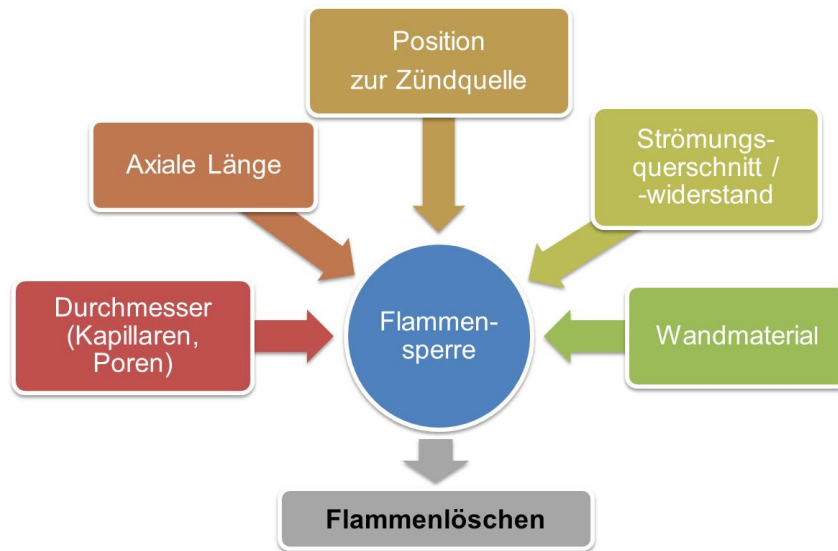


Abbildung 4.23.: Mögliche und in dieser Arbeit untersuchte Einflussfaktoren auf die Fähigkeit einer Flammensperre die Flamme zu löschen

- **Der Durchmesser der Kapillaren, Poren, Kanäle etc.**

Unter der Annahme einer konstanten kritischen Péclet-Zahl kann nach Gleichung 2.51 eine Flammensperre, die aus Kanälen mit kleineren Durchmessern aufgebaut ist, Flammen in Gemischen mit höheren Dichten, größeren laminaren Flammengeschwindigkeiten, höheren Wärmekapazitäten oder geringeren Wärmeleitfähigkeiten löschen.

- **Die axiale Ausdehnung des Kanals oder der Flammensperre.**

Muss die Flamme auf ihrem Weg durch die Flammensperre eine größere Wegstrecke zurücklegen, so kann es aufgrund von Druckverlusten (siehe Abschnitt 4.3.4) oder einer verstärkten Wärmeabgabe an die Wand zum Erlöschen der Flamme kommen.

- **Die Position der Zündquelle relativ zur Flammensperre.**

Der Abstand der Zündquelle von der Flammensperre bestimmt, wie stark die Flamme bei der Ausbreitung im Brennraum beschleunigen kann und welcher Druck sich im Brennraum aufbauen kann, bevor die Flamme auf die Flammensperre trifft. Da der Druck den Löschdurchmesser direkt beeinflusst, beeinflusst die Position der Zündquelle somit auch direkt den Löschdurchmesser.

- **Der Strömungsquerschnitt bzw. Strömungswiderstand.**

Treten bei der Durchströmung der Flammensperre Strömungswiderstände auf, so kommt es zu Druckverlusten. Da der vorliegende Druck direkt den Löschdurchmesser beeinflusst, führen auftretende Druckverluste zu einer Erhöhung des Löschdurchmessers (siehe Abschnitt 4.3.5). Zusätzlich bewirkt die Reibung der Strömung mit den Wänden eine leichte Temperaturerhöhung, die ebenfalls den Löschdurchmesser vergrößert.

- **Das Wandmaterial der Flammensperre.**

Wie in Abschnitt 2.2.2 ausgeführt, hat das Wandmaterial bei Temperaturen unter 600°C nahezu keinen Einfluss auf den Löschabstand [181, 183, 197]. Bei Temperaturen über 600°C beginnt die Wechselwirkung von Verbrennungsradiakalen mit der Wand eine Rolle zu spielen und beeinflusst den Löschabstand. Mit länger werdender Einwirkdauer der Flamme auf die Flammensperre (bspw. bei Dauerbrandsicherungen) spielt das Material der Sperre eine zunehmend wichtigere Rolle. Wird die von der Reaktion erzeugte Wärme nicht schnell genug ins Material abgeleitet, so steigt die Wandtemperatur an der Oberfläche der Flammensperre stark an. Durch die verkleinerte Temperaturdifferenz zwischen Flamme und Wand verringert sich in der Folge der ableitbare Wärmestrom, so kann sich die Flamme der Wand weiter annähern und der Löschabstand sinkt.

In den folgenden Abschnitten wird anhand der durchgeführten Experimente beleuchtet, wie die oben genannten Eigenschaften das Löschvermögen einer Flammensperre beeinflussen. Die einzelnen Parameter (Durchmesser, Länge, Material und Position) der eingesetzten Flammensperren werden dabei variiert und für jede Testreihe wird die höchste Péclet-Zahl ohne einen Flammendurchschlag und die kleinste Péclet-Zahl mit auftretendem Flammendurchschlag bestimmt. Durch den Vergleich der Péclet-Zahlen für die verschiedenen Fälle kann anschließend ermittelt werden, wie die unterschiedlichen Eigenschaften der Flammensperre deren Löschvermögen beeinflussen.

#### **4.3.2. Tests mit Kapillaren aus Edelstahl (1.4401) als Flammensperre**

In diesem Abschnitt sind die Experimente mit Edelstahlkapillaren als Flammensperren dargestellt. Im Rahmen der Versuche kamen Kapillaren mit Durchmessern von 0,1 mm bis 0,5 mm (Schrittweite 0,1 mm) in den Längen 60, 80, 100 und 120 mm zum Einsatz. Die eingesetzten Kapillaren wurden in drei Konfigurationen verbaut, um den Einfluss des Durchmessers, den Einfluss der Kapillarlänge, den Einfluss der Flammeneintrittsposition und den Einfluss der Flammenaustrittsposition zu analysieren. Eine detaillierte Beschreibung der Prüflinge findet sich in Kapitel 3.3.

Zum Vergleich der Einflussfaktoren wurde sowohl der höchste Druck bestimmt, bei dem es noch nicht zu einem Flammendurchschlag kam, als auch der niedrigste Druck, bei dem ein Flammendurchschlag auftrat. Zum einen wurde dabei der Druck in den Versuchskammern zum Zeitpunkt der Zündung herangezogen (Zünddruck). Zum anderen wurden die Drücke bestimmt, die in dem Moment in der Kammer vorherrschen, in dem die Flamme die Kapillare erreicht und in diese eintritt (Eintrittsdruck). Da die Ausbreitung der Flamme in der entsprechenden Kammer nicht nur einen Druckanstieg, sondern auch einen Temperaturanstieg aufgrund der Kompression des unverbrannten Gases hervorruft, wurde die

### 4.3. Flammensperren-Versuche: Test und Vergleich von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren

korrespondierende Eintrittstemperatur über die Annahme einer isentropen Kompression berechnet. Mithilfe der so erhaltenen Druck- und Temperaturwerte wurden anschließend jeweils die größte Péclet-Zahl ohne Flammendurchschlag und die kleinste Péclet-Zahlen mit einem Flammendurchschlag bestimmt. Bei Unterschreiten beider Péclet-Zahlen kann die Flammensperre die Flamme erfolgreich löschen. Bei einem Überschreiten kommt es zum Flammendurchschlag.

War ein sichtbarer Flammenaustritt aus der Kapillare anhand der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen erkennbar, so wurde für den zugehörigen Druckwert des Versuchs ein Flammendurchschlag notiert. Da es in vielen Fällen nach dem Flammenaustritt zu keiner erneuten Zündung kam, würde eine ausschließliche Betrachtung der Wiederzündung in der zweiten Kammer die Ergebnisse verfälschen. Da das Auftreten einer Wiederzündung von Faktoren wie der vorliegenden Turbulenz und der austretenden Gasmenge abhängt, wurde bereits der Flammenaustritt aus der Flammensperre als Versagen der Flammensperre gewertet. Bei einer späteren Anwendung im Raketentriebwerk ist es in diesen Fällen aufgrund leicht geänderter Randbedingungen durchaus möglich, dass es zum Zünden des Frischgases beim Flammenaustritt kommt.

#### Einfluss der Eintrittsposition - Konfiguration 3

Der Kapillarträger in Konfiguration 3 (siehe Tabelle 4.1) wurde eingesetzt, um sowohl den Einfluss der Eintrittsposition als auch den Einfluss des Kapillardurchmessers auf das Löschverhalten zu analysieren. Um den Einfluss des Durchmessers zu analysieren, wurden jeweils Kapillaren mit einer Länge von 80 mm und Durchmessern von 0,1 bis 0,5 mm (Schrittweite 0,1 mm) eingesetzt. Mithilfe des jeweils um 5 mm versetzten Einbaus der Kapillaren konnte gleichzeitig der Einfluss der Eintrittsposition untersucht werden. Zunächst sei hier der Einfluss der Flammeneintrittsposition dargestellt.


Anordnung	Länge [mm]	Durchmesser [mm]	Abstand zur Zündquelle [mm]
Konfiguration 3: 	80	0,1-0,5	33, 38, 43, 48

Tabelle 4.1.: Kapillaren in Konfiguration 3, Variation des Durchmessers und des Abstandes zur Zündquelle

Abbildung 4.24 zeigt eine Bilderserie der Versuche mit dem Kapillarträger in Konfiguration 3. Im Bild ist ein Versuch mit den 0,4 mm durchmessenden Kapillaren bei einem Zünddruck von 1,24 bar, einer Zündtemperatur von 278,55 K und einem Mischungsverhältnis von  $\Phi=1$  bzw.  $ROF=9,41$  dargestellt.

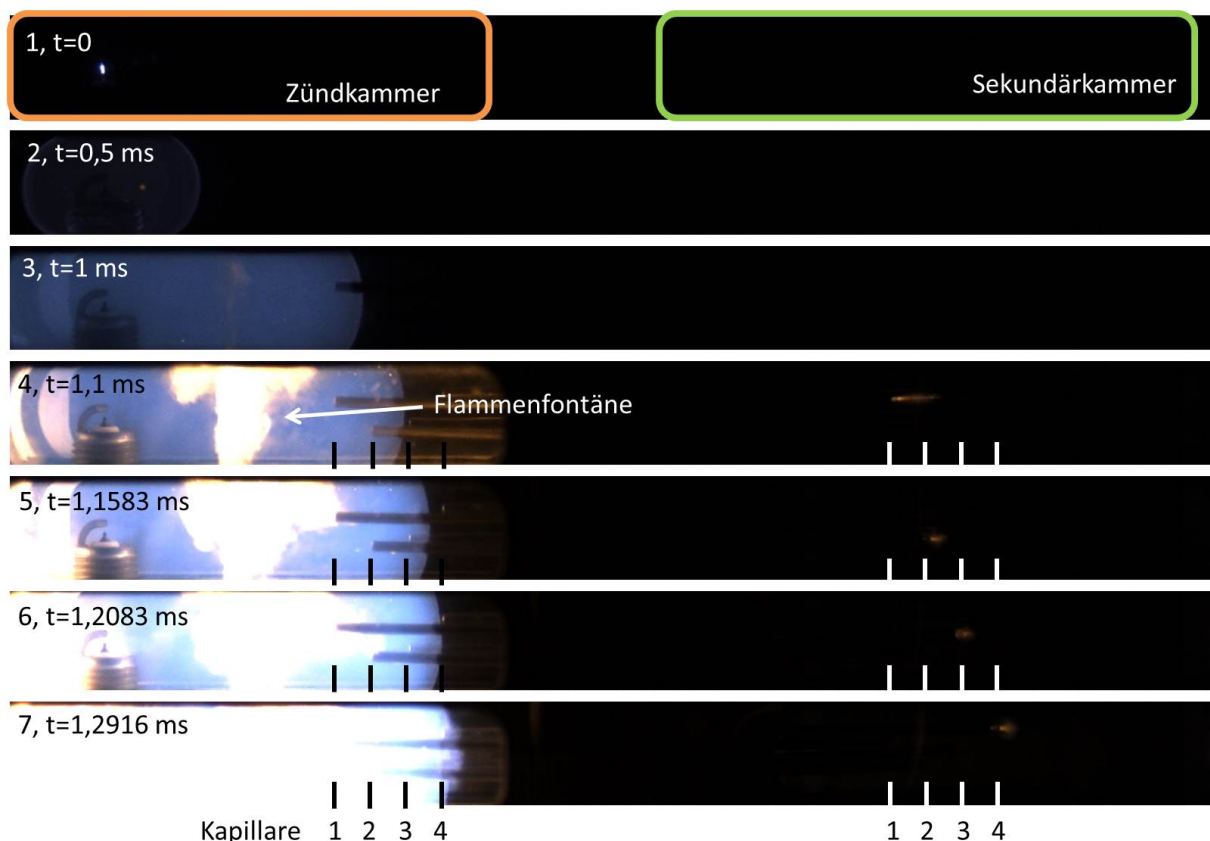


Abbildung 4.24.: Flammendurchschlag durch alle Kapillaren, Zünddruck 1,24 bar; Zündtemperatur 278,55 K;  $\Phi = 1$ ; Kapillardurchmesser 0,4 mm; Eintrittsposition um jeweils 5 mm versetzt

Die Bilder 1-3 sind im Abstand von jeweils 0,5 ms aufgenommen und zeigen die Flammenausbreitung vom Moment der Zündung an. Die erste Kapillare wird kurz vor Bild 3 von der Flamme erreicht. Die Bilder 4-7 zeigen jeweils den Austritt der Flamme aus den Kapillaren 1, 2, 3 und 4 in die Sekundärkammer. Die Abstände zwischen den Bildern 3-7 wurden hierbei so angepasst, dass der Moment des Flammenaustritts dargestellt ist. Im linken oberen Bereich der Bilder ist der Zeitpunkt der Aufnahme angegeben. Die dargestellten Zeiten wurden dabei vom Zündzeitpunkt an gemessen. Bei diesem Versuch kam es zu einem Flammendurchschlag durch alle Kapillaren. Auf den Bildern 4-6 ist in der Zündkammer eine Art „Flammenfontäne“ zu erkennen, diese wird durch eine schnelle turbulente Verbrennung im Einschrauber eines Thermoelements (T-ZK-01) hervorgerufen. Die Flamme wird beim Übergang in den Einschrauber an dessen Kante verwirbelt und damit turbulent. Die turbulente Flamme breitet sich daraufhin im Einschrauber sehr schnell aus und sorgt für eine hohe Umsetzungsrate des unverbrannten Gemischs. Der hierdurch hervorgerufene Druckanstieg lässt das heiße Gas in die Zündkammer zurückströmen und verursacht die „Flammenfontäne“.

### 4.3. Flammensperren-Versuche: Test und Vergleich von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren

Um den Einfluss der Eintrittsposition zu untersuchen, wurde in einer Versuchsreihe Schritt für Schritt der Zünddruck erhöht und notiert, bei welchen Kapillaren es jeweils zu einem Flammenaustritt kam. Sobald es bei einer Kapillare zum ersten Mal zu einem Flammendurchschlag kam, wurde der hierbei eingestellte Zünddruck als „Niedrigster Zünddruck, bei dem es zum Durchschlag kommt“, festgehalten. Der unmittelbar zuvor eingestellte Druckwert, der keinen Flammendurchschlag zur Folge hatte, wurde als „Höchster Zünddruck, bei dem es zu keinem Durchschlag kommt“, vermerkt.

Abbildung 4.25 zeigt die so resultierenden Zünddrücke für eine Versuchsreihe mit 0,3 mm Kapillaren in Konfiguration 3. Aufgetragen sind die Zünddrücke für die jeweilige Kapillare. Kapillare 1 liegt hierbei am nächsten an der Zündkerze (33 mm Entfernung), während Kapillare 4 am weitesten von der Zündkerze entfernt ist (48 mm Entfernung). Die Ein- und Austrittspositionen der Kapillaren sind in Abbildung 4.24 markiert.

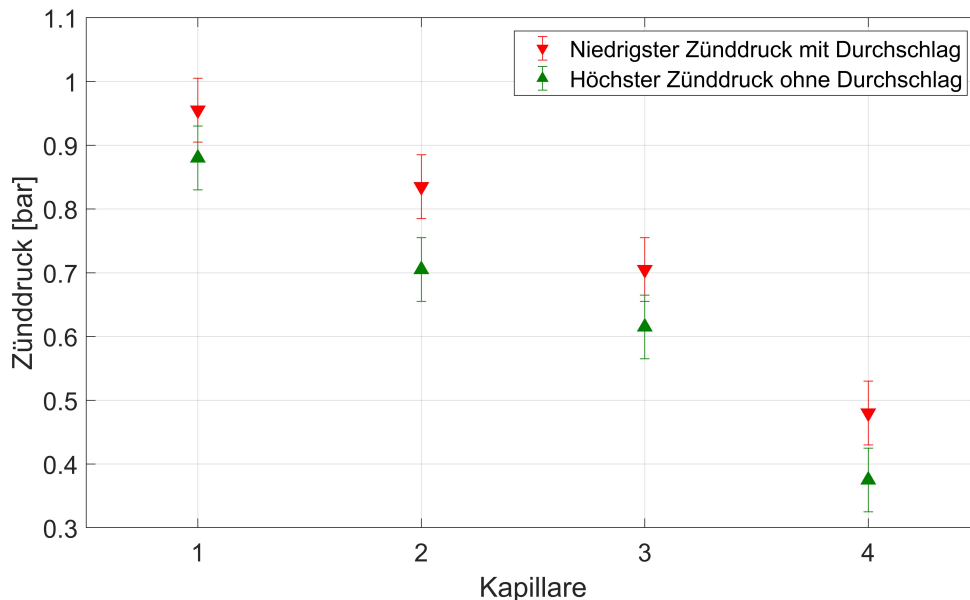


Abbildung 4.25.: Niedrigste Zünddrücke bei denen ein Durchschlag auftritt bzw. höchste Zünddrücke bei denen kein Durchschlag auftritt; Durchmesser der Kapillaren 0,3 mm, Konfiguration 3

Die roten, nach unten weisenden Dreiecke in Abbildung 4.25 markieren die niedrigsten Zünddrücke, bei denen es zum Flammendurchschlag kam. Die nach oben weisenden, grünen Dreiecke kennzeichnen den höchsten gemessenen Druck, bei dem kein Durchschlag auftrat. Die jeweiligen Druckwerte wurden aufgrund des in Anhang D.1 beschriebenen Druckabgleichs mit einem Fehlerbalken von  $\pm 0,05$  bar versehen.

Abbildung 4.25 veranschaulicht, dass der Zünddruck, der zu einem Durchschlag führt, mit zunehmendem Abstand von der Zündkerze deutlich absinkt. So sind bei Kapillare 1 im Abstand von 33 mm von der Zündkerze ca. 0,95 bar erforderlich, um einen Durchschlag hervorzurufen. Dagegen tritt bei Kapillare 4 im Abstand von 48 mm bereits bei ca. 0,48 bar ein Durchschlag auf. Somit bestätigen die Messwerte in Abbildung 4.25, dass die Po-

sition der Flammensperre relativ zur Zündquelle einen signifikant hohen Einfluss auf die Wirksamkeit der Flammensperre hat.

Der Einfluss der Zündposition wird auch von Grossel [206] oder Mecke [211] als wichtiger, zu berücksichtigender Parameter beim Einsatz von Flammensperren aufgeführt. Dabei wird als Begründung für einen Flammendurchschlag bei größerer Distanz zur Zündquelle die Flammeneintrittsgeschwindigkeit genannt. So soll eine größere Distanz zur Zündquelle eine höhere Flammenausbreitungsgeschwindigkeit zur Folge haben. Diese größere Flammenausbreitungsgeschwindigkeit soll dazu führen, dass die Flamme die Flammensperre leichter durchqueren kann.

Wie allerdings in Abschnitt 4.1 gezeigt wurde, verändert sich in den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuchen die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit nach der Zündung nur um wenige m/s. Nähert sich die Flamme dem Ende der Zündkammer, wandert sie also in Richtung der Kapillare 4, so sinkt die Ausbreitungsgeschwindigkeit sogar (siehe Abbildung 4.6). Damit folgt, dass die Eintrittsgeschwindigkeit der Flamme den in Abbildung 4.25 gezeigten Verlauf der abfallenden Zünddrücke mit steigender Entfernung zur Flammensperre nicht erklären kann. Das bedeutet im Umkehrschluss nicht, dass die Eintrittsgeschwindigkeit keine Rolle spielt, doch im Rahmen der durchgeführten und hier beschriebenen Experimente konnte kein Zusammenhang zwischen Flammeneintrittsgeschwindigkeit und Flammendurchschlag festgestellt werden.

Um zu untersuchen, warum mit steigendem Abstand zur Zündquelle ein geringerer Zünddruck ausreicht, um einen Flammendurchschlag hervorzurufen, wurden die korrespondierenden Péclet-Zahlen zu den Druckwerten aus Abbildung 4.25 berechnet. Zur Ermittlung der Péclet-Zahlen nach Gleichung 2.50 wurde anhand des Druckes und der Temperatur bei Zündung die jeweilige laminare Flammengeschwindigkeit mittels Cantera [204] sowie die Temperaturleitfähigkeit  $\alpha_u$ , die Dichte  $\rho_u$ , die spezifische Wärmekapazität  $c_{p,u}$  und die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_u$  aus Refprop [110] bestimmt.

$$Pe_{krit} = \frac{\rho_u \cdot S_L \cdot c_{p,u} \cdot d_q}{\lambda_u} = \frac{S_L \cdot d_q}{\alpha_u} \quad (2.50)$$

Für den Löschdurchmesser  $d_q$  wurde dabei jeweils der Kapillardurchmesser  $d_k$  eingesetzt. Abbildung 4.26 stellt die aus den Zündtemperaturen und -drücken abgeleiteten Péclet-Zahlen für die 0,3 mm durchmessenden Kapillaren in Konfiguration 3 dar. Zur Bestimmung des Fehlerbereichs wurde zum jeweils gemessenen Druck die in Anhang D.1 beschriebene maximale bzw. minimale Druckabweichung hinzuaddiert bzw. abgezogen. Aus diesen Werten ergaben sich dann jeweils zwei weitere Péclet-Zahlen, die das Ende der in Abbildung 4.26 dargestellten Fehlerbalken markieren.

Analog zu Abbildung 4.25 stellen die grünen, nach oben weisenden Dreiecke in Abbildung 4.26 die höchsten Péclet-Zahlen dar, bei denen es zu keinem Durchschlag kam. Die roten, nach unten weisenden Dreiecke kennzeichnen die niedrigsten Péclet-Zahlen, bei denen

### 4.3. Flammensperren-Versuche: Test und Vergleich von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren

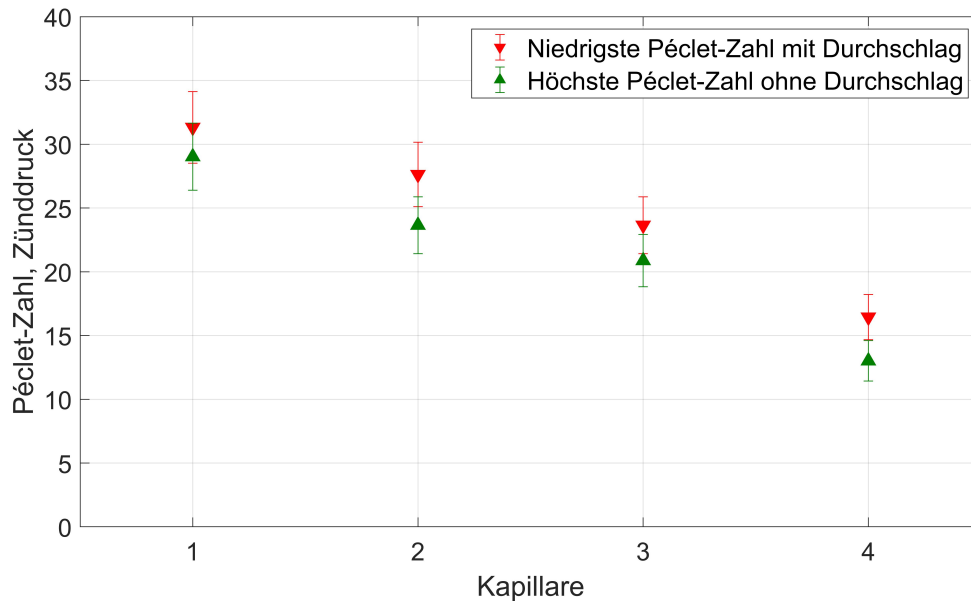


Abbildung 4.26.: Niedrigste Péclet-Zahlen bei denen ein Durchschlag auftritt bzw. höchste Péclet-Zahlen bei denen kein Durchschlag auftritt, bezogen auf den Zünddruck und die Zündtemperatur; 0,3 mm durchmessende Kapillare in Konfiguration 3

es zu einem Durchschlag kam. Der Verlauf der Péclet-Zahlen für die jeweilige Kapillare spiegelt den Verlauf der Druckdaten aus Abbildung 4.25 wieder. Mit größer werdendem Abstand zur Zündquelle sinken die Péclet-Zahlen, die erforderlich sind, um einen Flammendurchschlag hervorzurufen. Während bei Kapillare 1 ein Flammendurchschlag auftritt, wenn eine Péclet-Zahl von ca. 30 überschritten wird, so ist bei Kapillare 4 lediglich eine Péclet-Zahl größer als ca. 16 notwendig, damit ein Durchschlag auftritt.

Wie Abbildung 4.25 und 4.26 zeigen, hängen die für einen Flammendurchschlag erforderlichen Zünddrücke, wie auch die korrespondierenden Péclet-Zahlen stark von der Position der Kapillare/Flammensperre ab. Um eine verbesserte Aussage über das Auftreten eines Durchschlags treffen zu können, wurden nun in einem weiteren Schritt die Drücke und Temperaturen des unverbrannten Gemischs bestimmt, die zum Zeitpunkt des Flammeneintritts in die Kapillare vorliegen. Anhand des so ermittelten Eintrittsdruckes und der zugehörigen Eintrittstemperatur wurde anschließend die Péclet-Zahl beim Eintritt der Flamme in die Kapillare bestimmt.

Zur Bestimmung des Eintrittsdruckes wurde anhand der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der jeweilige Eintrittszeitpunkt der Flamme in die Kapillare ermittelt. Da der exakte Eintrittszeitpunkt anhand der Aufnahmen nicht beliebig genau bestimmt werden konnte, wurde zur Berechnung der Péclet-Zahlen jeweils der Mittelwert des Druckmesswertes vor und nach der Ankunft der Flamme an der Kapillare herangezogen. Zur Bestimmung des Messfehlers der Péclet-Zahl nach Gleichung 4.4 (mehrere voneinander unabhängige Fehler-



größen [280, 281]) wurde jeweils ein Druckmesswert für den Zeitpunkt vor Auftreffen der Flamme und den Zeitpunkt nach Auftreffen der Flamme ermittelt. Für die so abgeleiteten Druckwerte (vor Eintreffen der Flamme, nach Eintreffen der Flamme und den Mittelwert aus beiden) wurde dann jeweils die Eintrittstemperatur berechnet. Die Berechnung der Eintrittstemperatur geschah unter der Annahme einer adiabaten Kompression (nach Gleichung 4.2), ausgehend von den Bedingungen (Druck, Temperatur) am Zündzeitpunkt. Nach Bestimmung der Temperaturen für die drei Druckmesswerte (Vor Eintreffen der Flamme, nach Eintreffen der Flamme und den Mittelwert aus beiden), konnten aus Refprop [110] die Stoffdaten  $\lambda_u$ ,  $\rho_u$  und  $c_{p,u}$  sowie mittels Cantera [204] die laminaren Flammengeschwindigkeiten  $S_L$  berechnet werden. Aus den Stoffdaten, der laminaren Flammengeschwindigkeit  $S_L$  und den Kapillardurchmessern  $d_k$  wurden schließlich die Péclet-Zahlen nach Gleichung 2.50 sowie deren Abweichungen nach Gleichung 4.4 für die jeweiligen Eintrittsbedingungen berechnet.

$$\Delta Pe = \sqrt{\left(\frac{\partial Pe}{\partial S_L} \cdot \Delta S_L\right)^2 + \left(\frac{\partial Pe}{\partial d_k} \cdot \Delta d_k\right)^2 + \left(\frac{\partial Pe}{\partial \alpha_u} \cdot \Delta \alpha_u\right)^2} \quad (4.4)$$

Für die Abweichungen der Kapillardurchmesser  $\Delta d_k$  wurden der vom Hersteller angegebene Fehler von  $\pm 0,025$  mm angenommen. Die so erhaltenen Péclet-Zahlen sind in Abbildung 4.27 dargestellt.

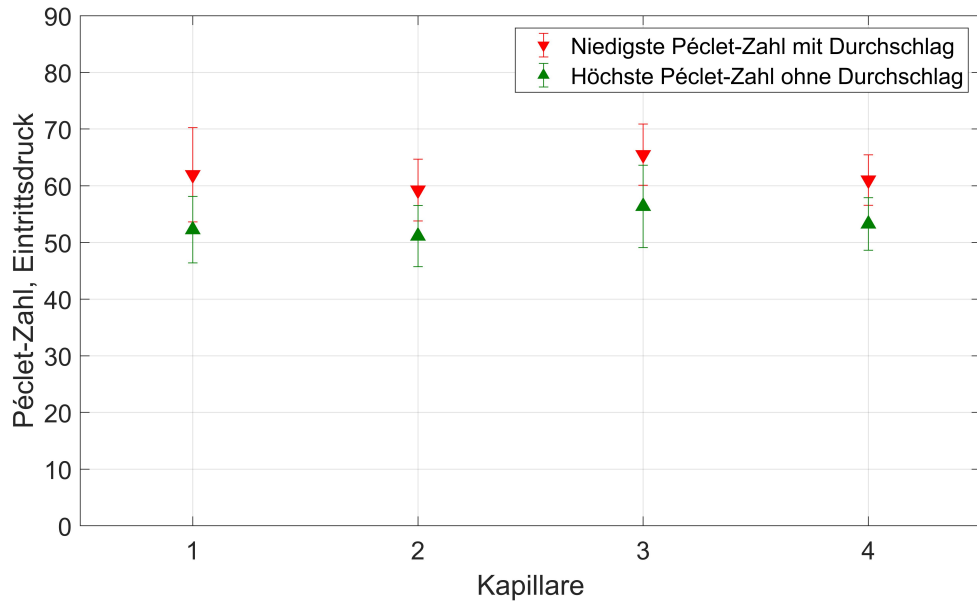


Abbildung 4.27.: Niedrigste Péclet-Zahlen bei denen ein Durchschlag auftritt bzw. höchste Péclet-Zahlen bei denen kein Durchschlag auftritt, bezogen auf den Eintrittsdruck und die Eintrittstemperatur; 0,3 mm durchmessende Kapillare in Konfiguration 3

Wiederum stellen die roten, nach unten weisenden Dreiecke die niedrigste Péclet-Zahl mit

### 4.3. Flammensperren-Versuche: Test und Vergleich von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren

Durchschlag dar, während die nach oben weisenden, grünen Dreiecke die höchste Péclet-Zahl ohne einen Durchschlag kennzeichnen.

Im Gegensatz zum vorherigen Diagramm 4.26 liegen in Abbildung 4.27 über alle Kapillaren hinweg die höchsten Péclet-Zahlen ohne Durchschlag zwischen 50 und 55. Die niedrigsten Péclet-Zahlen mit einem Durchschlag befinden sich zwischen 60 und 65. Die reale, kritische Péclet-Zahl, bei denen die Flamme gerade noch gelöscht wird, liegt damit jeweils zwischen den ermittelten grünen und roten Werten. Damit befinden sich die so berechneten Péclet-Zahlen sehr nahe an den in der Literatur angegebenen Werten der kritischen Péclet-Zahl von 50 bis 65 [135, 140, 185, 187–189].

Die Ergebnisse aus den Versuchen mit verschiedenen Eintrittspositionen zeigen, dass der Eintrittsdruck und die Eintrittstemperatur - und damit die Stoffwerte des unverbrannten Gemischs - beim Eintritt der Flamme in die Flammensperre maßgebliche Faktoren für das Auftreten eines Flammendurchschlags darstellen. Effekte wie der Einfluss der Flammengeschwindigkeit auf den Durchschlag konnten nicht bestätigt werden.

Um zukünftige Flammensperren adäquat auszulegen, sollte also jeweils der maximal an der Flammensperre auftretende Druck und die dabei zu erwartende Temperatur in Betracht gezogen werden. Als worst-case Szenario könnte bspw. eine Auslegung auf den Explosionsdruck ( $p_{expl}$  siehe Gleichung 2.69) erfolgen. Die auftretenden Temperaturen könnten dabei über die Annahme einer adiabaten Kompression berechnet werden. Aus den Druck- und Temperaturdaten könnte bei Kenntnis der Stoffdaten und der reaktionskinetischen Parameter bzw. der laminaren Flammengeschwindigkeit dann die Péclet-Zahl für verschiedene Flammensperren und Löschdurchmesser berechnet werden. Bei Auswahl einer Flammensperre mit ausreichend kleiner Péclet-Zahl kann so selbst unter widrigsten Bedingungen ein Flammendurchschlag verhindert werden.

#### Einfluss des Durchmessers - Kapillaren in Konfiguration 3

Die Kapillaren in Konfiguration 3 wurden zusätzlich eingesetzt, um die resultierenden Péclet-Zahlen für die verwendeten Durchmesser (0,1 - 0,5 mm) zu ermitteln. Aufgrund der Ergebnisse des vorangegangenen Abschnitts, wurden hierzu jeweils die Druckwerte beim Eintritt der Flamme in die Kapillare bestimmt. Aus den Druckwerten wurden unter der Annahme einer adiabaten Kompression anschließend die Temperaturdaten des Frischgemischs beim Flammeneintritt berechnet. Damit konnten wiederum die Stoffdaten  $\lambda_u$ ,  $c_{p,u}$  und  $\rho_u$  aus Refprop bestimmt sowie die Flammengeschwindigkeit mittels Cantera berechnet werden. Aus den Stoffdaten und der laminaren Flammengeschwindigkeit wurde schließlich die Péclet-Zahl nach Gleichung 2.50 ermittelt.

Die Testreihe für jeden Satz Kapillaren wurde mit möglichst niedrigem Zünddruck begonnen, sodass es zu Beginn nicht zu einem Flammendurchschlag durch die Kapillaren kam. Anschließend wurde der Zünddruck schrittweise gesteigert, bis bei allen vier Kapillaren ein Flammenaustritt zu beobachten war (siehe bspw. die Bilderserie 4.25), oder die Druck-

grenze des Aufbaus erreicht war.

Für jede der vier eingesetzten Kapillaren wurde als nächstes sowohl die niedrigste Péclet-Zahl, bei der es zu einem Durchschlag kam, als auch die höchste Péclet-Zahl, bei der kein Durchschlag zu beobachten war, berechnet. Somit wurden für die Kapillaren eines Durchmessers acht Péclet-Zahlen ermittelt. Jeweils vier für die niedrigste Péclet-Zahl mit Durchschlag und vier für die höchste Péclet-Zahl ohne Durchschlag. Von den vier niedrigsten Péclet-Zahlen mit Durchschlag wurde anschließend die kleinste ausgewählt. So wurde die tiefste Péclet-Zahl mit einem Durchschlag für den gegebenen Kapillardurchmesser bestimmt. Von den vier höchsten Péclet-Zahlen ohne Durchschlag wurde hingegen die größte ausgewählt. So konnte die für einen Durchmesser größte Péclet-Zahl ermittelt werden, bei der es noch nicht zu einem Durchschlag kam. Mithilfe dieses Vorgehens konnten die Péclet-Zahlen ermittelt werden, die eingrenzen, bei welchem Wert es mit Sicherheit noch nicht zu einem Durchschlag durch eine der Kapillare kommt und bei welchem Wert es sicher zu einem Durchschlag durch eine der Kapillaren kommt. Werden für einen gegebenen Kapillardurchmesser beide Péclet-Zahlen unterschritten, so tritt kein Flammendurchschlag auf. Bei Überschreiten beider Péclet-Zahlen tritt dagegen ein Flammendurchschlag durch eine der Kapillaren auf.

Die beiden Péclet-Zahlen wurden anschließend für jeden Kapillardurchmesser in ein Diagramm eingetragen. Abbildung 4.28 stellt die so erhaltenen Péclet-Zahlen über den verwendeten Kapillardurchmessern dar.

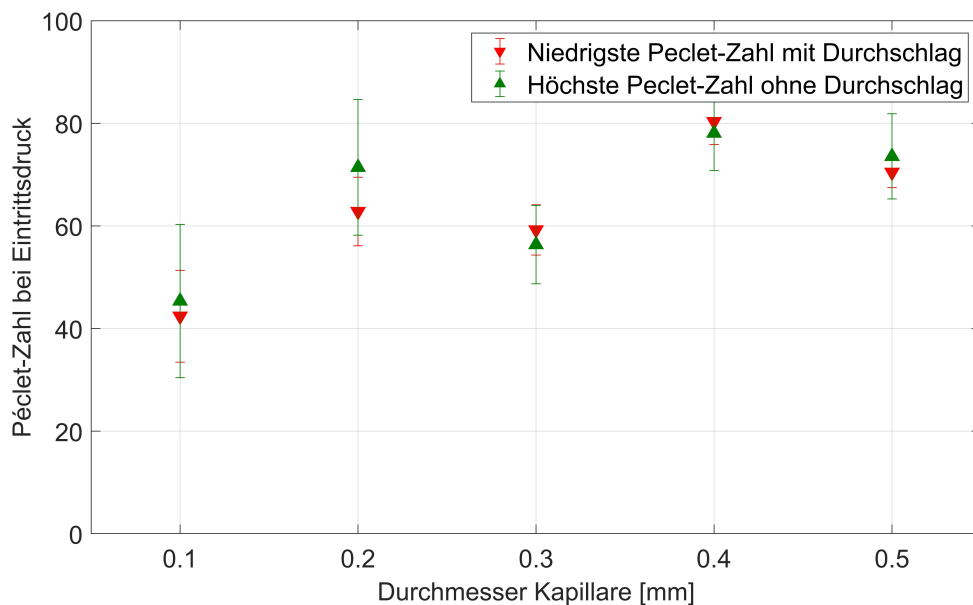


Abbildung 4.28.: Niedrigste Péclet-Zahlen, bei denen ein Durchschlag auftritt bzw. höchste Péclet-Zahlen, bei denen kein Durchschlag auftritt, für alle eingesetzten Kapillardurchmesser 0,1 - 0,5 mm; Konfiguration 3

Abbildung 4.28 zeigt, dass es zwischen den einzelnen Durchmessern zu deutlichen Unterschieden in den Péclet-Zahlen kommt. So werden bei den Kapillaren mit 0,1 mm Durch-

#### 4.3. Flammensperren-Versuche: Test und Vergleich von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren

messer Péclet-Zahlen im Bereich von 42 ermittelt. Dagegen ergibt die Auswertung bei den Kapillaren mit 0,4 mm Durchmesser Werte im Bereich von 80. Die Kapillaren mit 0,2 und 0,3 und 0,5 mm Durchmessern zeigen Péclet-Zahlen im Bereich von 60 - 70 und liegen damit nahe an den Literaturwerten von 50 - 65 [135, 140, 185, 187–189].

Verschiedene Ursachen können die geringen Péclet-Zahlen bei den Kapillaren mit 0,1 mm erklären. So sind bei diesen Kapillaren die höchsten Eintrittsdrücke für einen Flammendurchschlag erforderlich. Hierbei werden beim Eintritt der Flamme in die Kapillare leicht Drücke von 8 bar und mehr erreicht. Die vom Institut von Verbrennungstechnik [199, 200] abgeleiteten und reduzierten Reaktionsmechanismen, mit der die laminare Flammengeschwindigkeit berechnet wurde, sind jedoch nur für Drücke bis 3 bar validiert [199]. Somit kann es bei erhöhten Drücken und Temperaturen zu Abweichungen zwischen der berechneten und der real auftretenden laminaren Flammengeschwindigkeit kommen. Weiterhin haben kleine Abweichungen im Durchmesser bei den 0,1 mm Kapillaren deutlich stärkere Auswirkungen auf die Berechnung der Péclet-Zahl, als Abweichungen bei den Kapillaren mit größerem Durchmesser. Zusätzlich ist bei den kleinsten Kapillaren der genau Eintrittszeitpunkt der Flamme deutlich schwieriger zu bestimmen, als bei den größeren Durchmessern. Zuletzt kann es möglicherweise, verursacht durch den erhöhten Druck und eine deutlich verstärkte Interaktion der Strömung mit der Grenzschicht innerhalb der Kapillare, zu einer Aufheizung der Kapillare kommen. Die erhöhte Wandtemperatur der Kapillare könnte den Löschdurchmesser und damit auch die für den Durchschlag erforderliche Péclet-Zahl verringern.

Die erhöhten Werte der Péclet-Zahlen bei den Kapillaren mit 0,4 mm Durchmesser lassen sich vermutlich auf Schwierigkeiten bei der Versuchsdurchführung zurückführen. So mussten mit den 0,4 mm Kapillaren ungefähr doppelt so viele Versuche durchgeführt werden, wie mit den anderen Kapillaren. Zu Beginn der Testreihe funktionierte die Synchronisation zwischen der Hochgeschwindigkeitskamera und dem Messwerterfassungssystem nicht korrekt. In diesen ersten Versuchen konnte somit keine Korrelation zwischen der Flammposition und den Druckmesswerten hergestellt werden. Als der Fehler festgestellt wurde, wurden die Versuche mit den gleichen Kapillaren wiederholt. Da es in der Zwischenzeit allerdings zu mehreren Flammendurchschlägen gekommen war, kann es sein, dass sich der Durchmesser der Kapillaren aufgrund von Rußablagerungen oder anderer Verbrennungsrückstände verringert hat. Wäre der Querschnitt der Kapillaren verengt, so würden dies die erhöhten Péclet-Zahlen erklären. Weiterhin könnte die erhöhte Péclet-Zahl bei den Kapillaren mit 0,4 mm Durchmesser auf eine allgemeine Abweichung des Durchmessers oder eine leichte Verformung der Kapillaren dieser Charge zurückzuführen sein. Bei der Berechnung der Péclet-Zahlen mit dem nominellen Durchmesser würde ein in der Realität geringfügig kleinerer Durchmesser zu erhöhten berechneten Péclet-Zahlen führen.

In Abbildung 4.28 ist ebenfalls zu erkennen, dass es aufgrund der auftretenden Messunsicherheiten und der Betrachtung von jeweils 4 Kapillaren zum Überschneiden der niedrigsten und höchsten Péclet-Zahl-Werte kommen kann. So zeigt sich bspw. an der Testreihe für Kapillaren mit 0,2 mm Durchmesser, dass die größte gemessene Péclet-Zahl ohne Durchschlag einen Wert von ca. 71 annimmt - dagegen ergibt sich für die kleinste gemessen

Péclet-Zahl mit einem Durchschlag ein Wert von 63. Wie die Ermittlung der Messfehler nach Gleichung 4.4 jedoch zeigt, liegen die so bestimmten Péclet-Zahlen aufgrund der auftretenden Unsicherheiten im jeweiligen Fehlerbereich. Die Unsicherheiten werden verursacht durch Ungenauigkeiten bei der Bestimmung des Flammeneintrittszeitpunkts, durch Approximationen bei der Bestimmung der exakten Druckwerte, durch Ungenauigkeiten der Kapillardurchmesser sowie durch die Approximationen und reaktionskinetische Modellabweichungen bei der Ermittlung der laminaren Flammengeschwindigkeit. Um einen Flammendurchschlag bei einem gegebenen Durchmesser sicher zu vermeiden, sollte die kleinere der beiden ermittelten Péclet-Zahlen unterschritten werden.

## Einfluss der Kapillarlänge - Kapillaren in Konfiguration 2

In einer weiteren Versuchsserie wurde der Einfluss der Kapillarlänge auf den Flammendurchschlag untersucht. Hierzu wurden die Kapillaren mit 0,1 und 0,3 mm Durchmesser in Konfiguration 2 eingesetzt (siehe Tabelle 4.2).

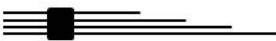
Anordnung	Länge [mm]	Durchmesser [mm]	Abstand zur Zündquelle [mm]
Konfiguration 2: 	60, 80, 100, 120	0,1; 0,3	38

Tabelle 4.2.: Kapillaren in Konfiguration 2, Variation der Kapillarlänge

Laut Grossel [206] muss eine Flammensperre eine gewisse axiale Ausdehnung aufweisen, um einen Flammendurchschlag sicher verhindern zu können. In der Versuchsserie wurde untersucht, ob eine Verlängerung der Flammensperre ein besseres Löschverhalten zur Folge hat bzw. wie sich die Flammenlöscheigenschaften der Kapillaren mit zunehmender Länge verändern.

Abbildung 4.29 zeigt eine Serie der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen, die während der Testreihe in Konfiguration 2 entstanden ist. Die Zündung wurde in der Zündkammer (orange Markierung in Abbildung 4.29 bzw. linke Kammer in Abbildung 3.2) ausgelöst, die Eintrittsposition der vier Kapillaren war dabei identisch, wobei die Länge 60, 80, 100 und 120 mm betrug. Die Eintritts- und Austrittspositionen der Kapillaren sind in Bild 6 der Abbildung 4.29 markiert.

In Bild 3 aus Abbildung 4.29 erreicht die Flamme die Spitze der Kapillaren, in Bild 5 und 6 sind dann Flammenaustritte an den Kapillaren mit 100 und 120 mm Länge zu erkennen. Auffällig hierbei ist, dass die Flamme zuerst aus der Kapillare mit 120 mm Austritt (Bild 5,  $t=1,3583$  ms) und erst danach aus der Kapillare mit 100 mm herausschlägt (Bild 6,  $t=1,3833$  ms).

#### 4.3. Flammensperren-Versuche: Test und Vergleich von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren

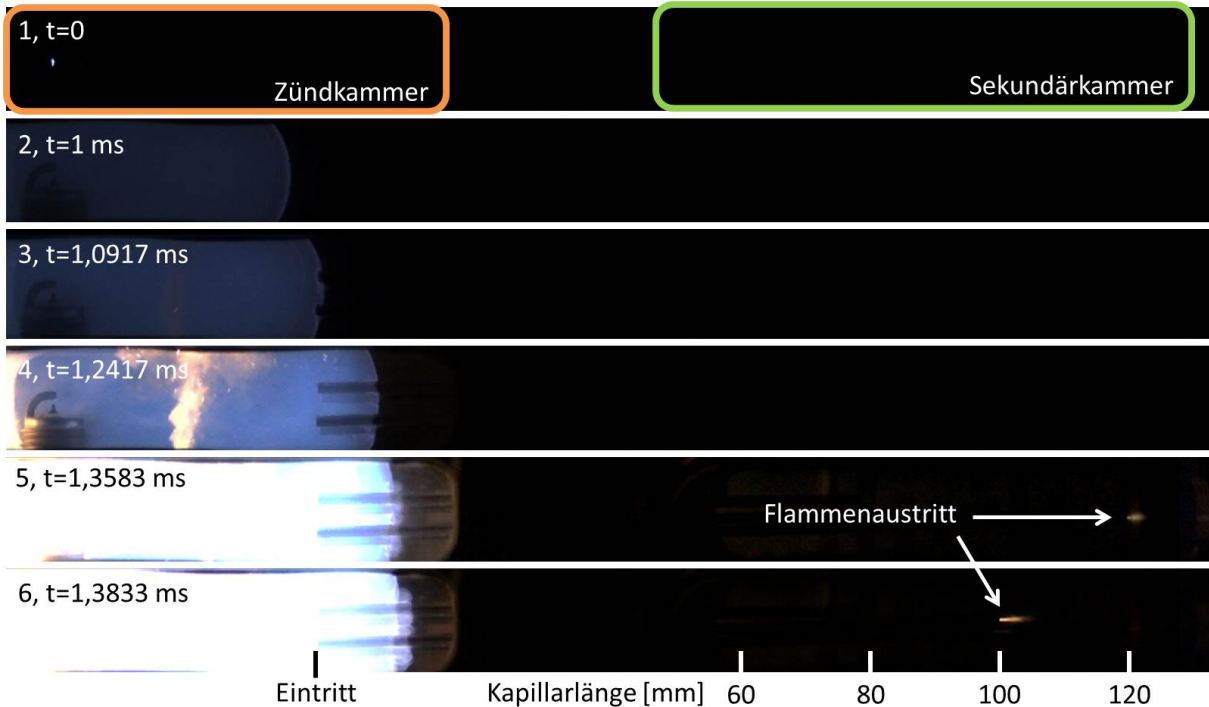


Abbildung 4.29.: Flammenausbreitung und Flammendurchschlag, für Kapillaren in 0,3 mm Durchmesser und Längen von 60, 80, 100 und 120 mm, Austritt aus Kapillare mit 100 und 120 mm Länge, Zünddruck 0,94 bar, Zündtemperatur 284,1 K,  $\Phi=1$ , Konfiguration 2

Bei einer Vielzahl von Versuchen war ein Flammenaustritt aus den längeren Kapillaren zu beobachten, während aus den kürzeren keine sichtbare Flamme austrat. Dieses Phänomen ist auch in Abbildung 4.29 zu erkennen. Sollte die Flamme mit zunehmender Länge der Kapillare besser gelöscht werden, so wäre zu erwarten, dass zuerst ein Flammendurchschlag bei den kürzeren Kapillaren auftritt, während die Flamme bei den längeren Kapillaren noch gelöscht wird. Erst bei höheren Drücken sollte es auch zu einem Flammenaustritt aus den längeren Kapillaren kommen. Dies ist in den Versuchen allerdings nicht zu erkennen. Im Gegensatz dazu ist bei niedrigeren Drücken zuerst aus den längeren Kapillaren ein Flammenaustritt zu beobachten, während aus den kürzeren Kapillaren keine Flamme austritt.

Um den Einfluss der Kapillarlänge näher zu untersuchen, wurden nach dem bereits beschriebenen Verfahren (siehe Abschnitt 4.3.2) die Péclet-Zahlen ermittelt, die sich beim Eintritt der Flamme in die Kapillare ergaben. Hierbei wurden wiederum die niedrigsten Péclet-Zahlen, bei denen es zu einem Durchschlag kommt, sowie die höchsten Péclet-Zahlen, bei denen kein Durchschlag auftritt, bestimmt. Für jede Kapillarlänge (60, 80, 100, 120 mm) wurden so zwei Péclet-Zahlen berechnet.

In Abbildung 4.30 sind die so ermittelten Péclet-Zahlen über der Kapillarlänge aufge-

tragen. Die dargestellten Péclet-Zahlen wurden anhand der Versuchsreihe mit 0,3 mm durchmessenden Kapillaren erhalten.

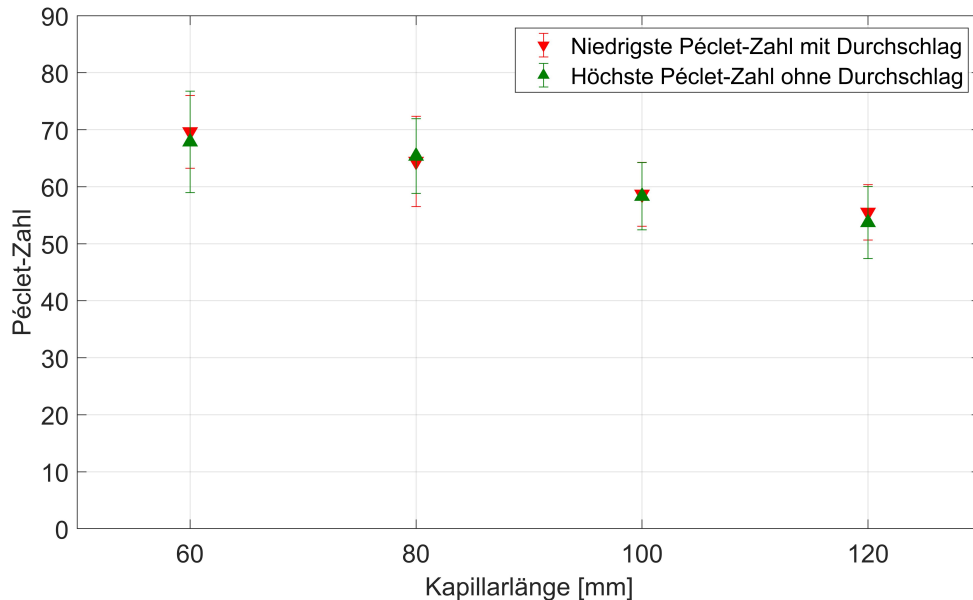


Abbildung 4.30.: Niedrigste Péclet-Zahlen bei denen ein Durchschlag auftritt bzw. höchste Péclet-Zahlen bei denen kein Durchschlag auftritt, für Kapillaren in 0,3 mm Durchmesser und Längen von 60, 80, 100 und 120 mm, Konfiguration 2

Der in den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen (Abbildung 4.29) zu erkennende Effekt eines Flammenaustritts bei niedrigeren Drücken aus den längeren Kapillaren spiegelt sich auch in Diagramm 4.30 wieder: Mit steigender Länge sinkt die Péclet-Zahl, bei der es zu einem Flammendurchschlag kommt. So liegen die Péclet-Zahlen bei der Kapillare mit 60 mm Länge bei ca. 68. Dagegen ergeben sich für die Kapillare mit 120 mm Länge Péclet-Zahlen von 54. Das heißt die kürzere 60 mm Kapillare würde die Flamme bei höheren Drücken und damit höheren Péclet-Zahlen noch löschen, während bei der Kapillare mit der doppelten Länge (120 mm) bereits ein Flammendurchschlag auftritt. Dieses Ergebnis widerspricht der Erwartung aus der Literatur [206] und der intuitiven Vorstellung, dass eine längere Kapillare die Flamme auch noch bei höheren Drücken löscht.

Folgende Ursachen könnten den beobachteten Verlauf der Péclet-Zahlen in Abbildung 4.30 und die Ergebnisse der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen erklären:

- Abfallende Péclet-Zahlen mit steigender Kapillarlänge könnten aufgrund von Wechselwirkungen der Flamme mit der Strömung hervorgerufen werden. Da der Druckunterschied von Zünd- zu Sekundärkammer für alle Kapillaren identisch ist, sollten sich in den kürzeren Kapillaren höhere Geschwindigkeiten als in den längeren Kapillaren ergeben. Da die längeren Kapillaren im Allgemeinen höhere Druckverluste hervor-

### 4.3. Flammensperren-Versuche: Test und Vergleich von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren

rufen würden, muss bei der Vorgabe eines Druckunterschieds in diesen Kapillaren die Geschwindigkeit geringer als in den kürzeren Kapillaren sein. Wäre der Druckunterschied nicht vorgegeben, so würden sich in den längeren Kapillaren höhere Druckverluste ergeben. Dieser Zusammenhang lässt sich auch anhand von Gleichung 2.81 verdeutlichen:

$$\Delta p_V \approx p_1 \left[ 1 - \sqrt{1 - \frac{\rho_1}{p_1} \cdot \lambda_{Rohr,1} \cdot \frac{L}{D_R} \cdot u_1^2 \cdot \frac{\bar{T}}{T_1}} \right] \quad (2.81)$$

Sind  $\Delta p_V, \rho_1, p_1, D_R, \lambda_{Rohr,1}$  und  $T_1$  für 2 Kapillaren vorgegeben und identisch, so muss sich bei Vergrößerung der Länge  $L$  die Geschwindigkeit  $u_1^2$  reduzieren, um  $\Delta p_V$  konstant zu halten.

Die höhere Geschwindigkeit in den kürzeren Kapillaren verursacht dort eine größere Streckung der Flamme (siehe Abschnitt 2.1.3 des Grundlagenteils). Die größere Streckung der Flamme kann nun zum Verlöschen der Flamme in der Kapillare führen. Erlischt die Flamme aufgrund der stärkeren Streckung in den kürzeren Kapillaren, so ergeben sich dort, im Vergleich zu den längeren Kapillaren, größere Péclet-Zahlen. Der Zusammenhang zwischen Streckung der Flamme und Flammenlöschen wird bspw. auch von Poinsot, Meneveau, Abdel-Gayed und Bradley beschrieben [165–168].

- Eine andere Erklärung liefern die Ergebnisse aus Abschnitt 4.3.3 bzw. die Analyse der Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten innerhalb der Kapillaren (siehe Abbildung 4.33 oder 4.36). Die Beobachtung der Vorgänge in den in Kapitel 4.3.3 untersuchten Glaskapillaren zeigten, dass es innerhalb der Kapillaren nach einer gewissen Anlaufstrecke zur DDT und zu einer Detonation kommt. Im Falle der in Abbildung 4.30 betrachteten Kapillaren könnte es nun bei den längeren Kapillaren bereits zu einer DDT und Detonation in den Kapillaren kommen, während die Anlaufstrecke in den kürzeren Kapillaren nicht ausreicht, um eine DDT auszulösen. Der Theorie nach (siehe bspw. [137, 218, 282, 283]) verringert sich die Anlaufstrecke einer Detonation mit steigendem Druck. Wird der Druck nun erhöht, so sinkt die Anlaufstrecke und auch bei den kürzeren Kapillaren kommt es zu einer DDT mit einem sichtbaren Flammenaustritt. Wie sich in den Versuchen mit Glaskapillaren aus Abschnitt 4.3.3 zeigt, ist die laminare Flamme in den Kapillaren nur sehr schwer zu erkennen (siehe Abbildung 4.35). Erst wenn es zu einer Detonation kommt, wird die Flamme deutlich sichtbar. Somit könnte es bei den hier gezeigten Versuchen mit unterschiedlichen Kapillarlängen auch zu einem Flammenaustritt aus den kürzeren Kapillaren kommen, dieser ist aufgrund der geringen Lichtemissionen der laminaren Flamme allerdings auf den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen nicht zu erkennen (vgl. Abbildung 4.35). Da die laminare Flamme am Austritt nicht erkennbar ist, die Detonationen allerdings deutlich sichtbar sind, könnte die Analyse der Péclet-Zahlen bei einem sichtbaren Flammenaustritt zu verfälschten Ergebnissen führen.

Unter dieser Annahme würden die in Abbildung 4.30 gezeigten Péclet-Zahlen nur die Versuche beschreiben, bei denen es zu einer DDT in der Kapillare kam. Da die



eintretende Flamme die DDT auslöst, kann es jedoch nur in den Fällen zu einer DDT kommen, in denen die Flamme beim Eintritt oder beim Durchwandern der Kapillare nicht gelöscht wird. Die Löschdurchmesser für Flammen und Detonationen liegen zwar in einer ähnlichen Größenordnung (siehe Abschnitt 2.2.4 und Tabelle 2.2), die sicheren Durchmesser  $d_s$  für Detonationen weisen allerdings etwas geringere Werte auf. Das heißt, wenn die laminare Flamme nicht gelöscht wird, kann auch die Detonation nicht aufgehalten werden. Die Flamme wird bereits bei höheren Drücken, höheren Péclet-Zahlen oder größeren Durchmessern gelöscht, während zum Löschen einer Detonation kleinere Durchmesser notwendig sind.

Aus diesem Grund wird bei Unterschreiten der ermittelten Péclet-Zahlen sowohl die Flammenausbreitung innerhalb der Kapillare als auch eine DDT verhindert. Schlussendlich ist die DDT und damit das sichtbare Austreten einer Flamme aus den Kapillaren ein Indikator dafür, dass es nicht zum Löschen der Flamme innerhalb der Kapillare kam.

Umgekehrt lässt sich jedoch nicht daraus schließen, dass die laminare Flamme in der Kapillare gelöscht wurde, wenn kein Flammenaustritt auf den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen sichtbar ist. In diesen Fällen könnte trotzdem eine schwache, laminare oder turbulente Flamme aus den Kapillaren ausgetreten sein (vgl. bspw. Abschnitt 4.3.3 und Bilderserie 4.35). Das hieße weiterhin, dass es in den betrachteten Versuchen einen Bereich unterhalb der ermittelten Péclet-Zahlen geben könnte, in welchem die Flamme die Kapillare passiert, aber keine Detonation ausgelöst wird.

In keinem der durchgeführten Versuche wurde jedoch eine erneute Zündung des Frischgemischs beobachtet, wenn nicht auch eine sichtbare Flamme aus der Kapillare austrat. Das bedeutet, dass selbst in den Fällen, in denen keine DDT ausgelöst wird und lediglich die schwach sichtbare, laminare Flamme durch die Kapillare hindurchwandert, es nicht zu einer erneuten Zündung des Frischgemischs kommt.

Folglich lassen sich die ermittelten Péclet-Zahlen als guter Indikator einsetzen, ob es zu einem Flammendurchschlag und zu einer möglichen Wiederzündung kommt, oder nicht. Dennoch ist es möglich, dass unter anderen Randbedingungen auch eine nicht sichtbare Flamme die Zündung des Frischgemischs hervorruft.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass in den Versuchen mit unterschiedlichen Kapillarlängen kein verbessertes Löschverhalten bei größer werdender Länge festgestellt werden konnte. Bei Betrachtung der Péclet-Zahlen ergab sich sogar ein leicht gegenläufiger Effekt, die Péclet-Zahl bei der es zum sichtbaren Flammenaustritt kam, sank mit steigender Kapillarlänge. Somit konnten in den Untersuchungen die Ausführungen von Grossel [206] nicht bestätigt werden und eine Verlängerung des Strömungskanals der Flammensperre bewirkte keine Verbesserung des Löschverhaltens.

Vermutlich wird die Flamme am Eintritt oder in den ersten wenigen Millimetern einer Kapillare gelöscht. Tritt kein Flammenlöschen auf, so kann es bei ausreichender Anlaufstrecke oder ausreichend hohem Druck zu einer DDT in der Kapillare kommen (siehe Abschnitt 4.3.3). Der Druck, der in der Kammer herrscht, wenn die Flamme in die Kapillare eintritt, entscheidet schließlich ob es innerhalb einer gewissen Anlaufstrecke zur DDT kommt. Tritt

### 4.3. Flammensperren-Versuche: Test und Vergleich von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren

eine Detonation auf, so ist ein deutlicher Flammenaustritt auf den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen zu erkennen.

Zum allgemeinen Einsatz von Flammensperren lässt sich ableiten, dass eine größere axiale Länge vermutlich keinen Sicherheitsgewinn bietet. Die Péclet-Zahlen für Flammenlöschen erhöhen sich bei vergrößerter axialer Länge der verwendeten Kapillaren nicht. Im Gegenteil, die Wahrscheinlichkeit für eine Detonation in den Kapillaren steigt. Mit auftreten einer Detonation erhöht sich auch die Gefahr einer erneuten Zündung auf der gegenüberliegenden Seite der Flammensperre, da dort eine energiereichere Flamme austritt.

#### **Einfluss der Austrittsposition/Austrittsfläche - Vergleich Konfiguration 1 und 3**

Im Gegensatz zu den zuvor dargestellten Auswertungen, wird bei der im Folgenden beschriebenen Analyse der Austrittsposition bzw. der Austrittsfläche nur die Wiederzündung in der Sekundärkammer betrachtet. Im Rahmen der Versuchsreihe zur Untersuchung des Einflusses der Austrittsposition/Austrittsfläche wurde der Druck trotz deutlich sichtbarer Flamme aus den Kapillaren so lange erhöht, bis es zu einer Zündung des Frischgemischs in der Sekundärkammer kam. Durch diese Versuche sollte untersucht werden, inwieweit die Ausströmfläche und die Austrittsposition der Kapillaren bei einem Flammendurchschlag die Wiederzündung beeinflussen. In den zuvor beschriebenen Versuchen kann es aufgrund der geringen Energiemenge, die bei einem Durchschlag in die Sekundärkammer eintritt, zum Verlöschen der Flamme in der Kammer kommen. Wird in der späteren Anwendung jedoch eine Flammensperre mit deutlich vergrößerter Oberfläche eingesetzt, um bspw. den Strömungswiderstand zu reduzieren, so kann es aufgrund der erhöhten Energiemenge auch bei zuvor unkritischen Flammendurchschlägen zu einem Entzünden des Frischgemischs kommen.

Tabelle 4.3 stellt die zur Untersuchung der Austrittsposition bzw. -fläche herangezogenen Konfigurationen gegenüber.



Anordnung	Länge [mm]	Durchmesser [mm]	Abstand zur Zündquelle [mm]
Konfiguration 1: 	80	0,5	38
Konfiguration 3: 	80	0,1-0,5	33, 38, 43, 48

Tabelle 4.3.: Getestete Kapillarkonfigurationen und Variationen der Parameter Durchmesser und Abstand zur Zündquelle

Da in den Konfigurationen 1 und 3 Kapillaren mit einem Durchmesser von 0,5 mm und ei-

#### Kapitel 4. Ergebnisse und Diskussion der Flammenausbreitungs- und Flammensperrenexperimente

ner Länge von 80 mm verwendet wurden, wurden die Testreihen mit diesen Kapillaren zum Vergleich der Austrittsposition/Austrittsfläche herangezogen. Bei Konfiguration 1 liegt die Ein- und Austrittsposition der Kapillaren in einer Ebene senkrecht zur Zündmessstrecke, während bei Konfiguration 3 sowohl die Eintritts- als auch die Austrittsposition der Kapillaren jeweils um 5 mm versetzt angeordnet sind. Die zweite Kapillare in Konfiguration 3 hat hierbei den gleichem Abstand (38 mm) von der Zündkerze/Zündquelle wie die vier Kapillaren in Konfiguration 1.

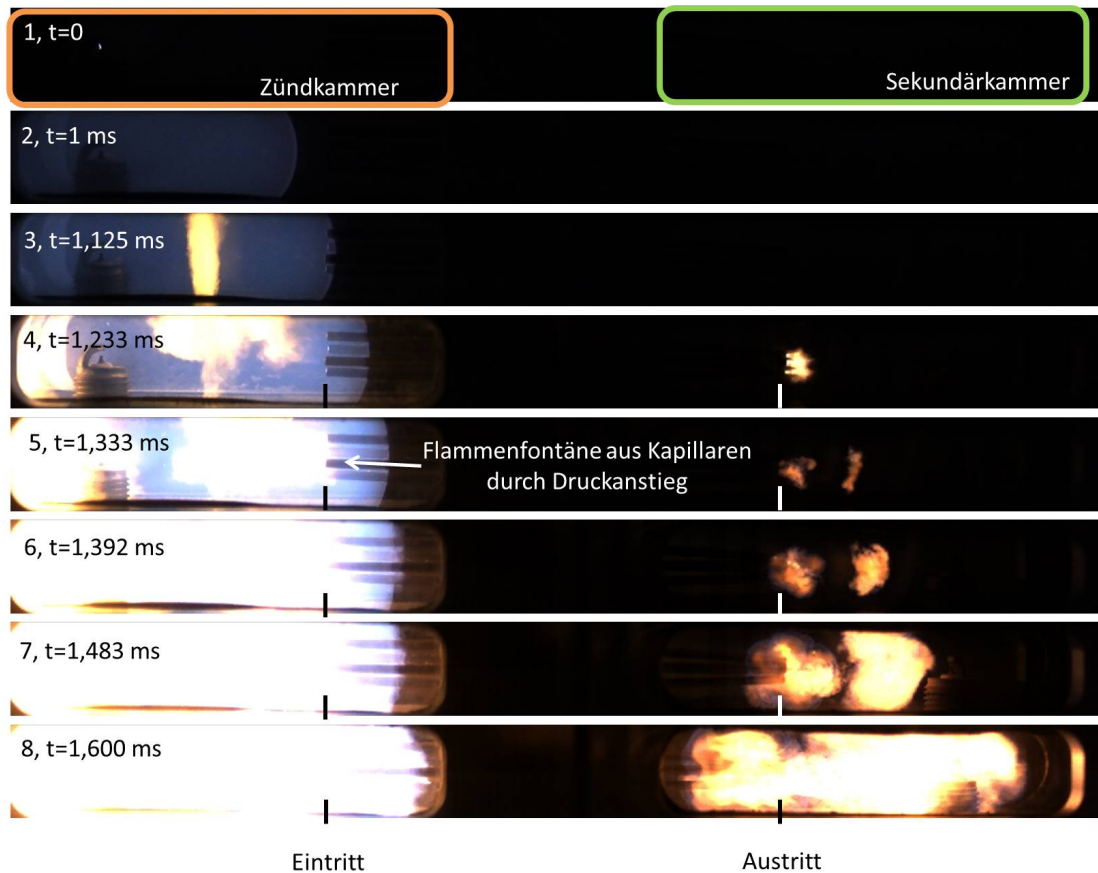


Abbildung 4.31.: Aufnahmen der Flammenausbreitung in der Zündkammer, des Flammendurchschlags sowie der Entzündung des Frischgemischs in der Sekundärkammer, Kapillardurchmesser 0,5 mm, Kapillarlänge 80 mm, Zünddruck 1 bar, Zündtemperatur 278,65 K,  $\Phi=1$ ,

Abbildung 4.31 zeigt den Prozess der Flammenausbreitung, des Durchschlags und die Entzündung des Gemischs in der Sekundärkammer anhand der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen. In diesem Versuch befanden sich die Ein- und Austrittspositionen der Kapillaren jeweils in einer Ebene senkrecht zur Zündmessstrecke (Konfiguration 1).

Die Bilder 1-3 in Abbildung 4.31 zeigen die Flammenausbreitung in der Zündkammer, bis die Flamme bei Bild 3 ( $t=1,125$  ms) die Kapillaren erreicht. Bild 4 ( $t=1,233$  ms) zeigt den

#### 4.3. Flammensperren-Versuche: Test und Vergleich von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren

Moment, an dem die vier Flammen gleichzeitig aus den Kapillaren austreten. Zusätzlich sind in Bild 5 ( $t=1,333$  ms) Flammenfontänen in der Zündkammer aus den Kapillaren zu erkennen. Kommt es innerhalb der Kapillare zur DDT, so führt die auftretende Detonation zu einem schnellen Druckanstieg. Durch den stark erhöhten Druck wird das heiße, reagierende Gas nicht nur in die Sekundärkammer ausgestoßen, sondern strömt auch zurück in die Zündkammer und eine Flammenfontäne aus den Kapillaren ist sichtbar. Auf den Bildern 5-8 ist nach dem Flammendurchschlag die Zündung und die anschließende turbulente Flammenausbreitung in der Sekundärkammer zu erkennen.

Abbildung 4.32 stellt die mit Konfigurationen 1 und 3 erhaltenen Péclet-Zahlen gegenüber.

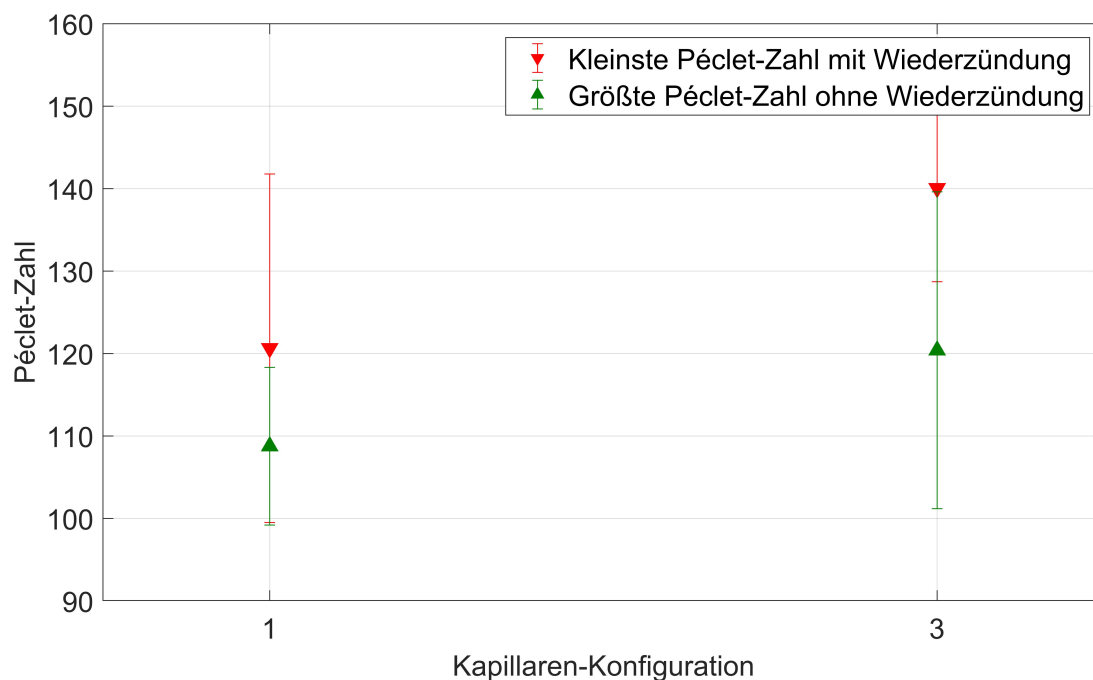


Abbildung 4.32.: Resultierende Péclet-Zahlen für Konfiguration 1 (vier Kapillaren am Austritt) und Konfiguration 3 (eine Kapillaren am Austritt), 0,5 mm durchmessende Kapillaren in 80 mm Länge

Zur Bestimmung der Péclet-Zahlen wurden wiederum die Drücke bestimmt, die beim Flammeneintritt in die jeweiligen Kapillaren vorherrschen. Im Gegensatz zu den vorherigen Versuchen lag hierbei jedoch der Fokus auf dem Auftreten von Wiederezündungen. In Abbildung 4.32 sind folglich nur die Péclet-Zahlen dargestellt, bei denen es zu einem sichtbaren Flammendurchschlag mit Wiederezündung kam. So wurden jeweils die kleinsten Péclet-Zahlen mit Durchschlag und Wiederezündung (rote nach unten weisende Dreiecke) sowie die größten Péclet-Zahlen mit Durchschlag aber ohne Wiederezündung (grüne nach oben weisende Dreiecke) ermittelt. In Konfiguration 3 sind dabei die größten bzw. kleinsten Péclet-Zahlen derjenigen Kapillaren gezeigt, bei denen ein Flammenaustritt mit Wieder-

zündung zu beobachten war. So wurden bspw. bei einem Flammenaustritt aus Kapillare 3 und 4 lediglich die Péclet-Zahlen dieser beiden Prüflinge zum Vergleich herangezogen.

Wie zu erwarten war, tritt bei den Kapillaren in Konfiguration 3 (Unterschiedliche Austrittspositionen) erst bei höheren Péclet-Zahlen und damit bei höheren Drücken ein Flammendurchschlag mit Wiederingzündung auf. Die Péclet-Zahlen bei denen es zur erneuten Zündung in der Sekundärkammer kommt, liegen im Falle von Konfiguration 3 bei ca. 140, während in Konfiguration 1 Werte von 120 erreicht werden. Damit führt der gleichzeitige und lokal auftretende Flammenaustritt bereits bei niedrigeren Drücken zu einer Entzündung des Frischgemisches.

So zeigt sich, dass im Falle eines Flammendurchschlags bei einer Vergrößerung des Strömungsquerschnitts deutlich leichter eine erneute Zündung hinter der Flammensperre auftritt. Dies bestätigt die in den vorherigen Kapiteln geäußerten Annahmen und untermauert die Tatsache, dass bereits der Flammendurchschlag ohne Entzündung des Frischgemisches den Versagensfall der Flammensperre darstellt. In den Fällen, in denen lediglich die Flamme austritt, das unverbrannte Gemisch jedoch nicht erneut entzündet wird, würde es bei einer Vergrößerung der Flammensperrenfläche vermutlich ebenfalls zu einer Entzündung des Frischgemisches kommen.

### **Mittlere Flammengeschwindigkeit innerhalb der Kapillaren beim Durchschlag**

Um den Vorgang des Flammendurchschlags durch die Kapillaren näher zu untersuchen, wurden in einem weiteren Schritt die mittleren Flammengeschwindigkeiten innerhalb der Kapillaren ermittelt. Hierzu wurden die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der Versuche in Konfiguration 3 (unterschiedliche Eintrittsposition) ausgewertet. Für die jeweils vier Kapillaren mit unterschiedlichen Eintrittspositionen ergaben sich pro Versuch vier Eintrittszeitpunkte und, je nachdem ob es zu einem Durchschlag kam oder nicht, maximal vier Austrittszeitpunkte. Da die Längen der Kapillaren bekannt waren, konnte mithilfe der gemessenen Zeitdifferenz die durchschnittliche Geschwindigkeit der Flamme innerhalb der Kapillaren berechnet werden.

Die Analyse der Geschwindigkeiten ergab einen Zusammenhang zwischen der Eintrittsposition und der mittleren Geschwindigkeit. So kam es bei einer späteren Eintrittsposition im Mittel auch zu einer höheren Geschwindigkeit. Die weiter von der Zündquelle entfernt liegenden Kapillaren weisen im Schnitt einen höheren Eintrittsdruck auf, als die näher an der Zündkerze liegenden Röhrchen. Beim Vergleich der Eintrittsdrücke und Flammengeschwindigkeiten über alle eingesetzten Kapillardurchmesser hinweg zeigt sich jedoch kein eindeutiger Zusammenhang zwischen dem Eintrittsdruck und Flammengeschwindigkeit (Diagramm hier nicht dargestellt). Aus diesem Grund erfolgte die Betrachtung des Druckverhältnisses zwischen dem Druck bei Zündung (Zünddruck) und dem in der Kammer vorherrschenden Druck beim Flammeneintritt (Eintrittsdruck). Hierbei ergaben sich

### 4.3. Flammensperren-Versuche: Test und Vergleich von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren

die in Abbildung 4.33 dargestellten Werte.

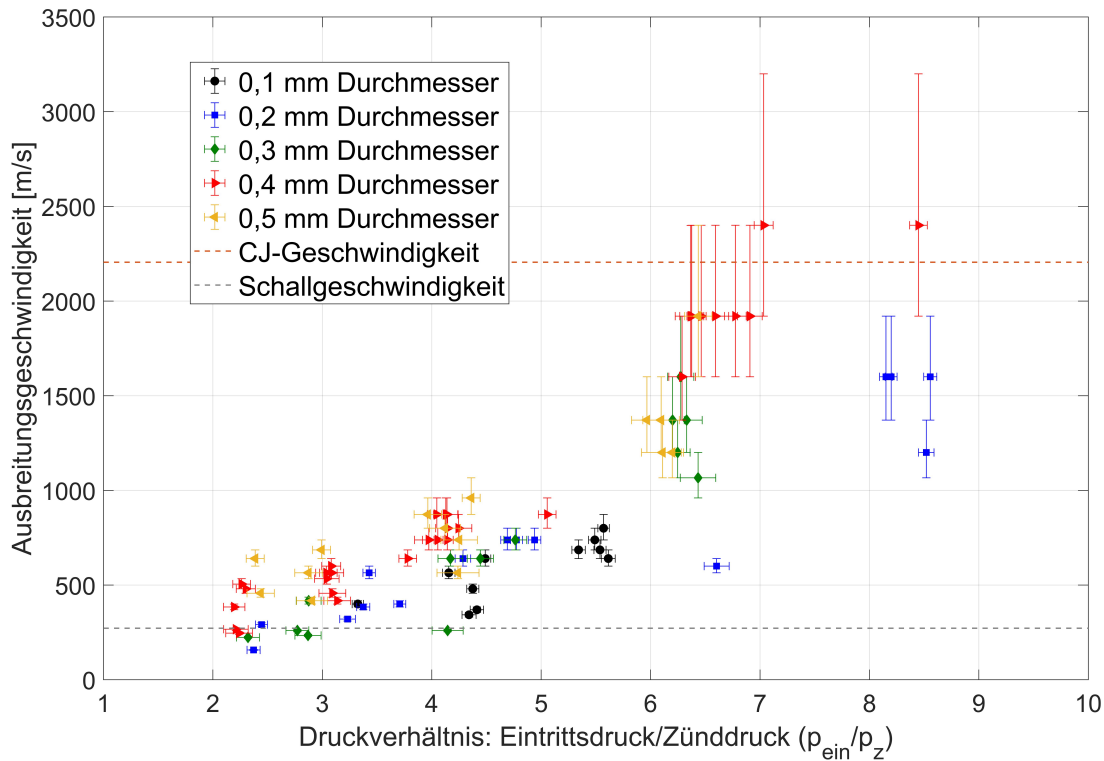


Abbildung 4.33.: Resultierende mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit in den Edelstahlkapillaren in Abhängigkeit vom Druckverhältnis Eintrittsdruck zu Zünddruck, Kapillaren mit verschiedenen Durchmessern in Konfiguration 3

Abbildung 4.33 zeigt, dass ein größer werdendes Druckverhältnis ( $p_{ein}/p_z$ ) auch eine steigende Ausbreitungsgeschwindigkeit in der Kapillare zur Folge hat. Die mittleren Geschwindigkeiten innerhalb der Kapillaren liegen dabei bis auf wenige Ausnahmen über der Schallgeschwindigkeit des unverbrannten  $N_2O/C_2H_4$ -Gemischs (272 m/s). In einigen Fällen werden sogar Geschwindigkeiten in der Größenordnung der CJ-Detonationsgeschwindigkeit (2205 m/s) erreicht.

Zur Ermittlung der in Abbildung 4.33 dargestellten Messabweichungen für die Geschwindigkeiten wurde wiederum davon ausgegangen, dass der Eintrittszeitpunkt in die Kapillare auf  $\pm$  ein Bild genau bestimmt werden kann. Die Abweichung in x-Richtung ergab sich aus der Annahme, dass die Druckmesswerte jeweils auf  $\pm 0,1$  bar genau bestimmt werden können.

Der in Abbildung 4.33 zu erkennende Zusammenhang zwischen Druckverhältnis und Flammengeschwindigkeit lässt sich wahrscheinlich auf die mit der Kompression verbundene Temperaturerhöhung zurückführen. So führt die bei der Flammenausbreitung stattfindende Verdichtung des unverbrannten Gemischs je nach Kompressionsverhältnis leicht zu

Temperaturen über 430 K. Nach Ciccarelli et. al. [284] steigert eine Erhöhung der Temperatur die Wahrscheinlichkeit dafür, dass eine DDT auftritt. Zusätzlich steigt bei Erhöhung der Temperatur die Neigung des unverbrannten Gemischs zur Selbstzündung. Der Zusammenhang zwischen Frischgemischtemperatur und Neigung zur Selbstzündung ist im Bereich der Verbrennungsmotoren gut untersucht ist, hier sei bspw. auf Wang et. al. [285] verwiesen. Das Auftreten von Selbstzündungen kann ebenfalls den Übergang von der Deflagration zur Detonation auslösen (siehe Abbildung 2.12)[118, 137].

Damit bestärkt die Analyse der mittleren Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten die Vermutung, dass es zur DDT und zu Detonation in den Kapillaren beim Flammendurchschlag kommt.

### **4.3.3. Tests mit Kapillaren aus Borosilicatglas (3.3) - Vorgänge beim Flammendurchschlag**

Um die Vorgänge innerhalb der Kapillaren beim Flammendurchschlag näher zu untersuchen, wurde eine Versuchsreihe mit Glaskapillaren durchgeführt. Die Glaskapillaren hatten einen Durchmesser von 0,5 mm, eine Länge von 100 mm und wurden in Konfiguration 3 (unterschiedliche Eintrittspositionen) eingesetzt.

#### **Flammenausbreitung innerhalb der Glaskapillaren**

Die Transparenz der Glaskapillaren erlaubte die Beobachtung der im Inneren der Kapillare ablaufenden Vorgänge beim Flammendurchschlag.

Abbildung 4.34 zeigt die Flammenausbreitung innerhalb der Glaskapillaren 1, 2 und 4. Kapillare 3 wurde beim Montageprozess leider beschädigt, sodass der Flammendurchschlag hier nicht beobachtet werden konnte. Die Einzelbilder in Abbildung 4.34 zeigen einen Versuch bei einem Zünddruck von 1,015 bar, einer Zündtemperatur von 283,65 K mit stöchiometrischem  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemisch.

Der zeitliche Abstand zwischen den dargestellten Einzelaufnahmen beträgt 0,01666 ms. Auf Bild 1 ist zu erkennen, wie die Flammen in den Kapillaren 1 und 2 in der Sekundärkammer sichtbar werden. Bild 2 zeigt den Austritt der Flamme aus Kapillare 1, da zwischen den Bildern nur 16,6  $\mu\text{s}$  liegen, weist die Flamme eine sehr hohe Geschwindigkeit auf. In Bild 3 ist der Austritt beider Flammen aus den Kapillaren 1 und 2 zu erkennen. In Bild 4 wird die Flamme in Kapillare 4 sichtbar, die Flamme breitet sich innerhalb dieser aus (Bild 5) und tritt bei Bild 6 aus der Kapillare aus. Da die beobachteten Flammen zum einen eine sehr helle Leuchtspur auf den Aufnahmen hinterlassen und eine sehr hohe Geschwindigkeit aufweisen, handelt es sich dabei mit hoher Wahrscheinlichkeit bereits um Detonationen innerhalb der Kapillaren.

#### 4.3. Flammensperren-Versuche: Test und Vergleich von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren

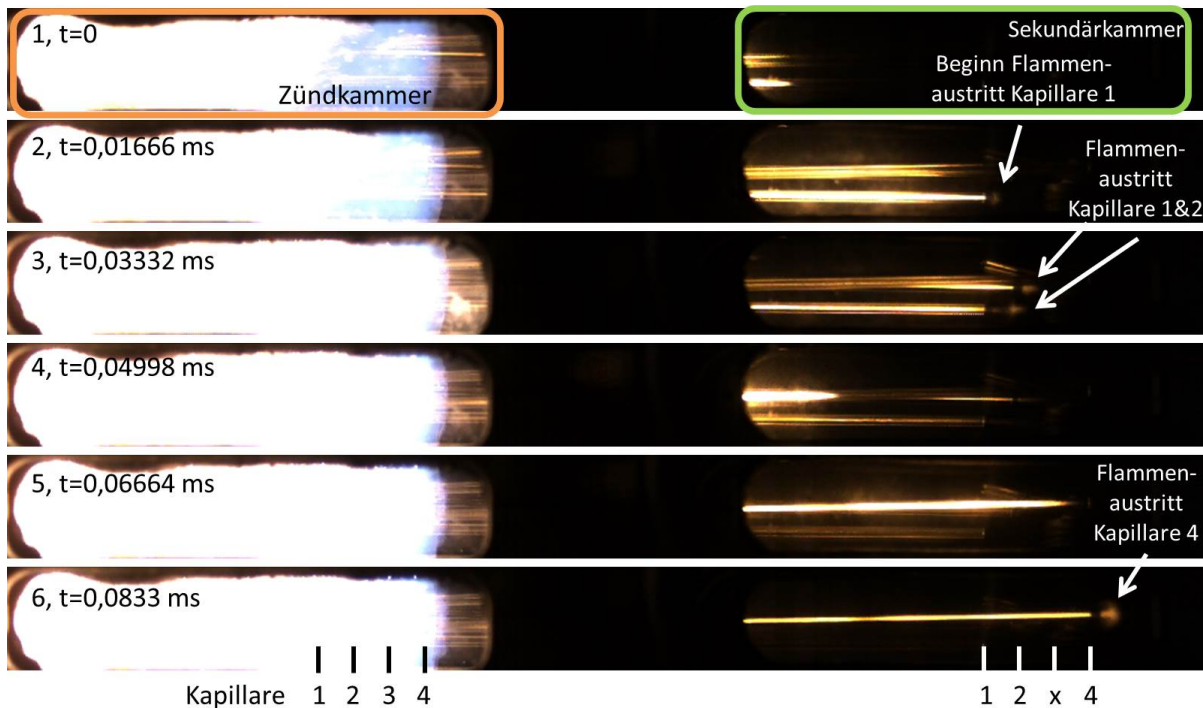


Abbildung 4.34.: Ausbreitung der Flamme bzw. der Detonation in den Glaskapillaren 1, 2 und 4. Kapillare 3 wurde bei der Montage beschädigt. Zünddruck 1,015 bar, Zündtemperatur 283,65 K,  $\Phi=1$ , Kapillardurchmesser 0,5 mm

Der Prozess des Flammeneintritts und die Flammenausbreitung direkt nach dem Eintritt ist nur bei Vergrößerung und Aufhellung der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen erkennbar. Abbildung 4.35 zeigt den Eintritt der Flamme in der Zündkammer in die Glaskapillaren. Um die Aufnahmen in Abbildung 4.35 anzufertigen, wurde die Hochgeschwindigkeitskamera auf den Eintritt der Glaskapillaren fokussiert und der maximale Vergrößerungsfaktor eingesetzt. Zusätzlich wurde die Bilderfassungsrate auf 150 kHz erhöht. Der Abstand der in Abbildung 4.35 dargestellten Einzelaufnahmen beträgt hierbei 0,01333 ms.

Die erste Einzelaufnahme der Bilderserie 4.35 zeigt den Eintritt der Flamme aus der Zündkammer in die 2. Glaskapillare. Auf Bild 1 ist innerhalb der 2. Kapillare bereits ein leichter, bläulicher Schimmer zu erkennen. Die bläuliche Flamme wandert anschließend durch die Kapillare, dieser Prozess ist auf den Einzelbildern 2-6 dargestellt. Besonders auf Bild 3 und 4 ist die bläuliche Flamme innerhalb der Kapillare im Kontrast zu den anderen Kapillaren gut sichtbar. Aufgrund der hohen Strömungsgeschwindigkeit in der Kapillare bewegt sich die Flamme dort mit einer höheren Geschwindigkeit fort als die Flammenfront in der Zündkammer. Somit entfernt sich die Flamme in der Kapillare von der Flammenfront in der Zündkammer. Auf Bild 6 schließlich ist zu erkennen, wie die blaue, laminare Flammenfront in die dritte Kapillare eintritt.



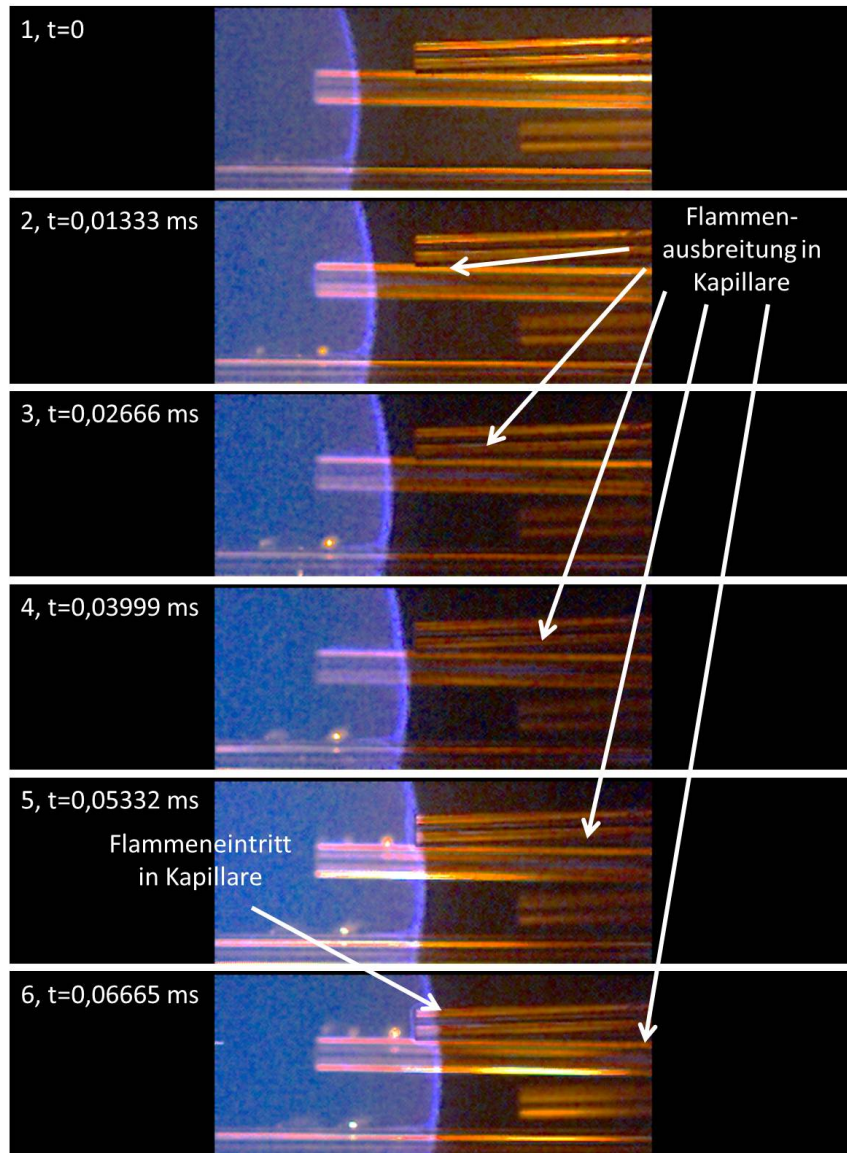


Abbildung 4.35.: Flammeneintritt und Flammenausbreitung der Flamme direkt nach dem Eintritt in die Glaskapillaren. Zünddruck 0,545 bar, Zündtemperatur 285,75 K,  $\Phi=1$ , Kapillardurchmesser 0,5 mm

Die Flamme am Eintritt der Kapillare ist nur durch einen leichten, blauen Schimmer erkennbar. Dagegen ist der Flammenaustritt auf Seiten der Sekundärkammer durch eine deutliche, gelbe Lichterscheinung zu erkennen (siehe Abbildung 4.34).

Die Aufnahmen erhärten die bereits geäußerten Vermutungen, dass es innerhalb der Kapillaren zum Übergang von einer Deflagration in eine Detonation (engl. Deflagration to Detonation Transition, kurz DDT) kommt. Die ablaufenden Prozesse lassen sich anhand der im Grundlagenkapitel 2.1.4 beschriebenen Zusammenhänge erklären:

Die Flamme wird beim Eintritt in die Kapillare stark gestreckt und beschleunigt. Durch

#### 4.3. Flammensperren-Versuche: Test und Vergleich von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren

den Druckanstieg und die Reibung der Strömung innerhalb der Kapillare ist die Temperatur in der Kapillare bereits angestiegen. Interagiert die gestreckte Flamme nun mit dem vorgeheizten Frischgemisch in der Nähe der Kapillarwand, so wird eine Selbstzündung in der Grenzschicht ausgelöst. Die Selbstzündung verursacht eine lokale Explosion in der Grenzschicht, die schließlich zu einer Detonation in der Kapillare führt.

Da Detonationen mit einer starken, lokalen Energiefreisetzung einhergehen, sind die Flammen/Reaktionsfronten nach erfolgter DDT deutlich besser zu erkennen, als die eintretenden, laminaren Flammen. Somit erklärt sich auch, warum die austretenden turbulenten Flammen bzw. Detonationen deutlich zu erkennen sind, während der Flammeneintritt nur schwer sichtbar ist.

Der Übergangsprozess von einer Deflagration zu einer Detonation innerhalb von makroskopischen und mikroskopischen Kanälen wurde numerisch von Han et. al. [173] untersucht. Han et. al. simulierten den Prozess der DDT innerhalb von makroskaligen und mikroskaligen Kanälen. Hierbei stellten sie fest, dass die Anlaufstrecken und Initiationszeiten von Detonationen in Mikrokanälen deutlich kürzer sind als die Strecken und Zeiten, die bei einer Detonation in makroskopischen Kanälen auftreten. Auf Basis der in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen und der bei den Kapillaren beobachteten Effekte können experimentell die numerischen Simulationen von Han et. al. [173] bestätigt werden: Innerhalb der Kapillaren kommt es zum Übergang von einer Deflagration zu einer Detonation.

#### Flammengeschwindigkeiten innerhalb der Glaskapillaren

In einem nächsten Schritt wurden wie im Fall der Edelstahlkapillaren die mittleren Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten innerhalb der Glaskapillaren bestimmt. Hierzu wurden wieder die zeitlichen Differenzen zwischen Flammenein- und Flammenaustritt ermittelt. Analog zu den vorherigen Versuchen wurde angenommen, dass der Ein- und Austrittszeitpunkt anhand der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen auf  $\pm$  eine Aufnahme genau bestimmt werden kann.

Da sich bei den Versuchen mit Edelstahlkapillaren (siehe Abschnitt 4.1.2) bereits gezeigt hat, dass die mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit vom Druckverhältnis (Zünd- zu Eintrittsdruck) abhängt, wurden die Geschwindigkeiten in den Glaskapillaren ebenfalls über dieses Druckverhältnis aufgetragen. Abbildung 4.36 stellt die hierbei ermittelten mittleren Ausbreitungsgeschwindigkeiten dar.

In guter Übereinstimmung zu den Ergebnissen mit Edelstahlkapillaren zeigen sich auch in Abbildung 4.36 Ausbreitungsgeschwindigkeiten im Bereich von 200 - 1100 m/s. In nahezu allen Fällen wird dabei die Schallgeschwindigkeit des unverbrannten  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemischs (272 m/s) überschritten. Der Vergleich der Geschwindigkeiten in den Glaskapillaren mit den Ergebnissen der Edelstahlkapillaren aus Abbildung 4.33 zeigt, dass die Flammen in den 0,5 mm durchmessenden Kapillaren sehr ähnliche Geschwindigkeiten aufweisen. Somit lässt sich anhand der Geschwindigkeiten kein wesentlicher Unterschied zwischen den Edelstahl-

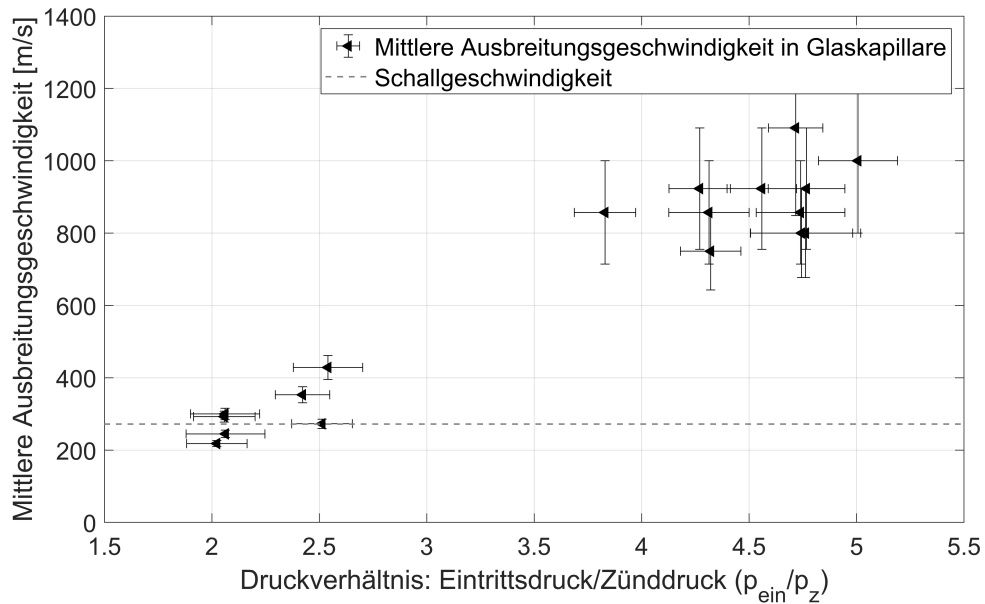


Abbildung 4.36.: Mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme innerhalb der Glaskapillaren in Abhängigkeit vom Druckverhältnis Eintrittsdruck zu Zünddruck, Glaskapillaren in Konfiguration 3 mit 0,5 mm Durchmesser und 100 mm Länge

kapillaren und den Glaskapillaren feststellen. Abbildung 4.36 zeigt bei einem Druckverhältnis von 4,5 Geschwindigkeiten zwischen 700 m/s und 900 m/s, diese Geschwindigkeiten sind auch in Diagramm 4.33 bei einem Druckverhältnis von 4,5 zu erkennen.

Mithilfe der mittleren Geschwindigkeiten lässt sich somit festhalten, dass innerhalb der Edelstahl- und Glaskapillaren ähnliche Geschwindigkeiten bei ähnlichen Druckverhältnissen auftreten. Somit lässt sich weiter folgern, dass auch ähnliche Prozesse wie die DDT innerhalb der Kapillaren ablaufen müssen.

## Einfluss des Wandmaterials

Anhand der Experimente mit Edelstahl- und Glaskapillaren lässt sich untersuchen, ob das Kapillarmaterial die Löscheigenschaften der Flammensperre beeinflusst. Wie bereits im Grundlagenkapitel beschrieben, sollte das Wandmaterial und die Wandtemperatur erst bei Temperaturen über 600°C eine wesentliche Rolle spielen (siehe [181] und Kapitel 2.2.2). Zum Vergleich der Löscheigenschaften dienten wiederum die Péclet-Zahlen der Glas- und der Edelstahlkapillaren. Hierzu wurden die Eintrittszeitpunkte, -drücke und -temperaturen der Flammen in die Kapillaren bestimmt. Anhand dieser Werte konnten die laminaren

#### 4.3. Flammensperren-Versuche: Test und Vergleich von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren

Flammengeschwindigkeiten, die Stoffeigenschaften und schließlich die Péclet-Zahlen ermittelt werden. Unter Berücksichtigung der Ungenauigkeiten bei der Videoanalyse (siehe Abschnitt 4.3.2), den Druckwerten und den Kapillardurchmessern wurden die Messfehler mithilfe von Gleichung 4.4 bestimmt.

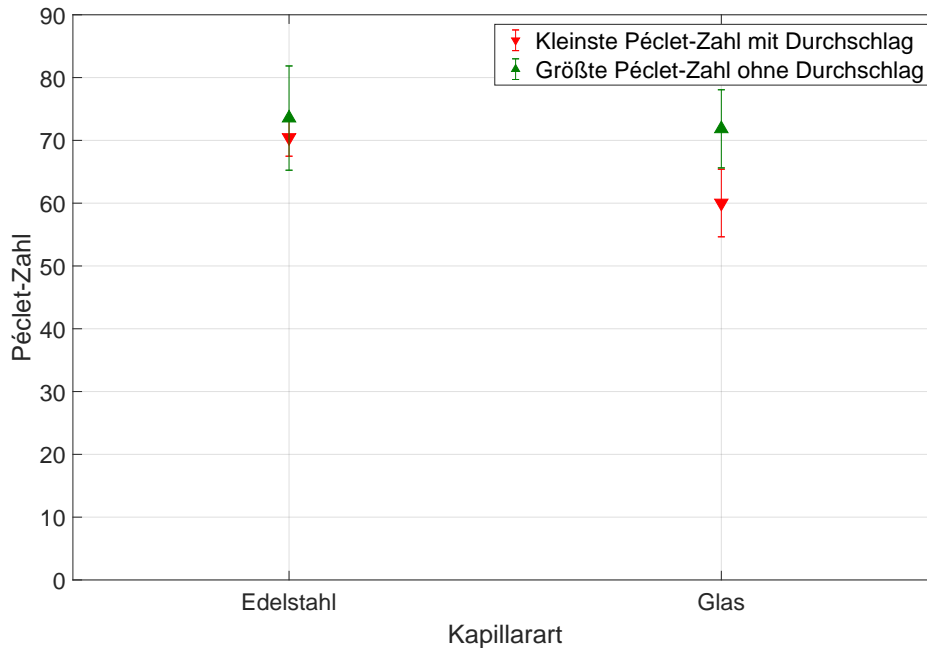


Abbildung 4.37.: Vergleich der kleinsten Péclet-Zahl, die bei einem Durchschlag gemessen wurde und der größten Péclet-Zahl, die ohne Durchschlag auftrat, Glas- und Edelstahlkapillaren in 0,5 mm Durchmesser, Länge Glaskapillare 100 mm, Länge Edelstahlkapillare 80 mm

Abbildung 4.37 stellt die höchsten Péclet-Zahlen, bei denen kein Durchschlag auftrat, und die kleinsten Péclet-Zahlen, bei denen es zum Durchschlag kam, für die Glas- und Edelstahlkapillaren gegenüber.

Für die Edelstahlkapillaren in 0,5 mm Durchmesser ergeben sich Péclet-Zahlen zwischen 70 und 74. Für die Glaskapillaren mit 0,5 mm Durchmesser werden Péclet-Zahlen zwischen 60 und 72 erhalten. Die Werte liegen damit nahe beieinander und in Anbetracht der möglichen Messfehler lässt sich allenfalls ein geringer Einfluss des Wandmaterials ausmachen. Dies deckt sich mit den Ergebnissen verschiedener Veröffentlichungen [181, 183, 197], in denen kein wesentlicher Einfluss des Wandmaterials auf die Löscheigenschaften einer Flammensperre gefunden wurde.

Die geringfügig kleineren Péclet-Zahlen bei den Glaskapillaren lassen sich eventuell auf die großen Unterschiede der Wärmeleitfähigkeiten von Glas und Edelstahl zurückführen. So beträgt die Wärmeleitfähigkeit des verwendeten Edelstahls ( $1.4401$ )  $15 \frac{W}{mK}$ , wogegen das Borosilikatglas 3.3 lediglich eine Wärmeleitfähigkeit von  $1,2 \frac{W}{mK}$  aufweist. Somit würde die 12,5-fach höhere Wärmeleitfähigkeit des Edelstahls lediglich eine geringe Verbesserung der

Flammenlöscheigenschaften hervorrufen.

Neben der Wärmeleitfähigkeit könnte auch die Oberflächenbeschaffenheit der beiden Kapillartypen das Flammenlöschverhalten beeinflussen. So weisen die Glaskapillaren deutlich weniger Rauigkeiten und Unebenheiten auf als die Edelstahlkapillaren. Durch die Rauigkeit der Edelstahloberfläche könnte der Wärmeeintrag in die Wand erhöht und damit die Flamme leichter gelöscht werden. Im Fall der Glaskapillare wäre der Wärmeeintrag reduziert und niedrigere Péclet-Zahlen wären die Folge.

Weiterhin könnten die geringfügig reduzierten Péclet-Zahlen der Glaskapillaren in Abbildung 4.37 aufgrund der größeren Länge der Glasröhrchen verursacht werden (Glaskapillaren 100 mm, Edelstahlkapillaren 80 mm). Wie die Einflussanalyse der Kapillarlänge aus Abschnitt 4.1.2 bzw. Abbildung 4.30 zeigte, reduzieren sich die kritischen Péclet-Zahlen mit zunehmender Kapillarlänge. Somit könnte die größere Länge der Glaskapillaren leicht reduzierte, kritische Péclet-Zahlen zur Folge haben.

#### **4.3.4. Tests mit porösen Materialien aus gesinterter Bronze und Edelstahl**

Zur Verhinderung eines Flammenrückschlags in die Zuleitung oder in das Injektionssystem eines Raketentriebwerks eignen sich Kapillaren, sehr kleine Bohrungen oder konventionelle Flammensperren nur bedingt. Konventionelle Flammensperren sind aufgrund ihres großen Gewichts und ihrer Abmessungen ungeeignet für Orbitalantriebe. Da in den Tanks, Zuleitungen und der Brennkammer eines  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Triebwerks Drücke von 10 - 70 bar herrschen, sind zum Löschen der Flamme bei diesen Bedingungen Durchmesser kleiner als 0,05 mm erforderlich. Sehr kleine, feine Bohrungen als Flammensperre eignen sich folglich nicht, da sie entweder aufwändig oder überhaupt nicht zu fertigen sind. Eine ähnliche Einschränkung gilt für die Fertigung von Kapillaren, diese sind meist nur in Durchmessern bis 0,1 mm verfügbar.

Somit kommen als gewichts- und bauraumoptimierte Alternative nur poröse Materialien mit kleinen Porendurchmessern als Flammensperren für das  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemisch in Frage. Aus diesem Grund wurden die in Abschnitt 3.3.3 vorgestellten porösen Sintermetalle auf ihre Flammenlöscheigenschaften hin untersucht.

Mithilfe der zuvor beschriebenen Versuche an Kapillaren wurden die allgemeinen Einflussfaktoren auf das Flammenlöschen und die ablaufenden Prozesse beleuchtet. Die Ergebnisse der Versuche mit Kapillaren wurden anschließend eingesetzt, um einzelne Einflussfaktoren bei den Testreihen mit porösen Materialien zu vermeiden oder gesondert zu untersuchen. So wurde bspw. bei den Versuchen mit porösen Materialien die Eintrittsposition konstant gehalten, um den Längeneinfluss der porösen Materialien gesondert betrachten zu können. Die Einbauposition der porösen Materialien innerhalb der Zündmessstrecke ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Durch die unterschiedlichen Abmessungen des Prüflingshalters ergibt

### 4.3. Flammensperren-Versuche: Test und Vergleich von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren

sich bei den drei verwendeten Materiallängen (7, 10,5 und 21 mm) jeweils ein identischer Abstand zur Zündkerze in der Sekundärkammer und damit eine identische Flammeneintrittsposition.

Wie bei den vorherigen Versuchen wurde für ein gegebenes Material der Zünddruck jeweils so lange erhöht, bis es zu einem Flammendurchschlag durch das poröse Material kam. Im Unterschied zu den Kapillaren kam es bei einem sichtbaren Flammenausstritt in die Zündkammer in beinahe jedem Fall zu einer Entzündung des Frischgemischs in der Zündkammer. Da die porösen Materialien einen wesentlich größeren Strömungsquerschnitt als die Kapillaren aufweisen, führt ein Flammendurchschlag hier zu einem deutlich größeren Energieeintrag in die stromab gelegene Kammer und entzündet das dortige Gemisch leicht. Dies bestätigt zusätzlich den in Abschnitt 4.1.2 gefundenen Zusammenhang zwischen der Austrittsfläche und der Wahrscheinlichkeit, dass es zu einer erneuten Zündung stromab der Flammensperre kommt.

Im Gegensatz zu den Versuchen mit Kapillaren lag bei den Versuchen mit porösen Materialien die Flammeneintrittsfläche im Prüflingshalter zwischen den beiden Kammern der Zündmessstrecke. Da die Eintrittsfläche somit nicht einsehbar war, konnte der Eintrittszeitpunkt der Flamme nicht ermittelt werden. In der Konsequenz konnte bei den Experimenten mit porösen Materialien auch der Druck und die Temperatur zum Eintrittszeitpunkt der Flamme nicht bestimmt werden. Aus diesem Grund wurden zur die Analyse des Flammendurchschlags die Péclet-Zahlen bei Zündbedingungen bestimmt. Durch dieses Vorgehen ergeben sich zwar deutlich niedrigere Péclet-Zahlen, jedoch korrelieren der Zünddruck und der Eintrittsdruck aufgrund der identischen Flammeneintrittsposition (siehe Abbildung 3.8) bei den verschiedenen Materialien miteinander. Aus diesem Grund lassen sich anhand des Zünddruckes Rückschlüsse auf den Eintrittsdruck ziehen. Somit ermöglichen die bei Zündbedingungen ermittelten Péclet-Zahlen auch eine Aussage über die Flammenlöschigenschaften des jeweiligen porösen Materials.

Zur Berechnung der Péclet-Zahlen ist ein äquivalenter Löschabstand oder Löschdurchmesser  $d_q$  erforderlich (siehe Gleichung 2.50). Dieser Durchmesser wurde anhand der vom Hersteller gegebenen Gasblasen-Drücke (engl. bubble-point pressure) ermittelt. DIN 4003 [252] beschreibt den experimentellen Aufbau zur Bestimmung des Gasblasendrucks und die Berechnung des äquivalenten Porendurchmessers  $d_p$  anhand der Gasblasen-Drücke. In Tabelle 3.7 aus Kapitel 3.5 sind die berechneten, äquivalenten Porendurchmesser dargestellt.

Abbildung 4.38 stellt die aus den Versuchen erhaltenen Péclet-Zahlen in Abhängigkeit vom Porendurchmesser  $d_p$  der untersuchten Materialien dar. Hierbei wurde in Analogie zu den vorherigen Versuchen jeweils die größte Péclet-Zahl ohne einen Flammendurchschlag und die kleinste Péclet-Zahl mit einem Flammendurchschlag anhand der Zündbedingungen (Druck, Temperatur) ermittelt. Im Gegensatz zu den Péclet-Zahlen der Kapillaren, (Diagramm 4.28) zeigt sich im Falle der porösen Materialien eine weite Bandbreite an

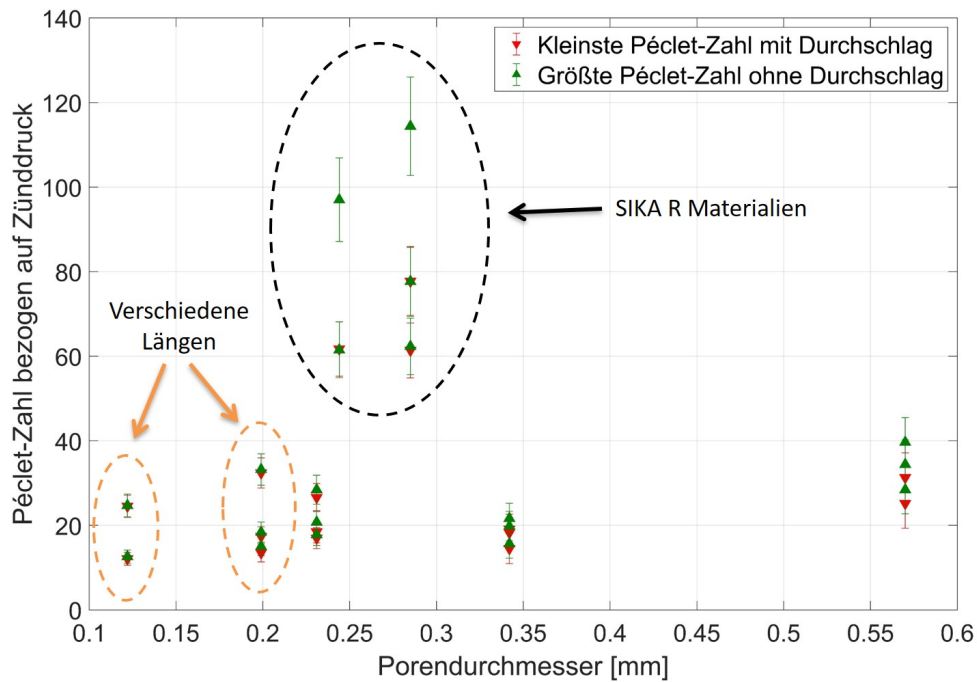


Abbildung 4.38.: Auf Zünddruck bezogene Péclet-Zahlen der eingesetzt Sika R und Sika B Materialien aus Tabelle 3.5. Ermittelte Porendurchmesser  $d_p$  nach DIN 4003 [252].

größten und kleinsten Péclet-Zahlen, bei denen die Flamme gelöscht wird, oder bei denen es zum Durchschlag kommt. Für die größten Péclet-Zahlen ohne einen Durchschlag werden Werte zwischen 12 (0,122 mm Porendurchmesser) und 114 (0,285 mm Porendurchmesser) erreicht. Es zeigt sich ebenfalls, dass für poröse Materialien mit gleichem Porendurchmesser, aber unterschiedlicher Länge verschiedene Péclet-Zahlen resultieren (siehe bspw. 0,122 mm Porendurchmesser, kleinere Péclet-Zahlen für 10,5 mm Länge, größere für 21 mm Länge). Weiterhin ergeben sich für die eingesetzten Sintermetalle aus Bronze (SIKA B) und Edelstahl (SIKA R) deutlich unterschiedliche Péclet-Zahl Bereiche für ähnliche Porendurchmesser. Während für die Sika B Materialien Péclet-Zahlen zwischen 12 und 40 resultieren, ergeben sich für die Sika R Materialien Werte zwischen 61 und 144. Somit lässt sich mithilfe des äquivalenten Porendurchmessers alleine keine fundierte Aussage treffen, wann die Flamme unter den gegebenen Versuchsrandbedingungen gelöscht wird und wann nicht. Um in allen Fällen ein sicheres Flammenlöschen zu erreichen, wären Péclet-Zahlen kleiner als 12 notwendig.

Eine Ursache für die sehr weite Streuung der ermittelten Péclet-Zahlen in Abbildung 4.38 ist die Ungenauigkeiten bei der Bestimmung des äquivalenten Porendurchmessers  $d_p$ . Die Ermittlung des Porendurchmessers  $d_p$  nach Gleichung 2.75 und DIN [252] liefert nur einen ungenauen Anhaltswert für die real auftretenden Porengeometrien. In der Realität ergibt sich für jedes Material eine stochastische Verteilung der Porenstrukturen. Zusätzlich

#### 4.3. Flammensperren-Versuche: Test und Vergleich von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren

können unterschiedliche Materialchargen aufgrund leicht variierender Sinterprozesse verschieden Porengrößen zur Folge haben.

Weiterhin weisen die untersuchten Materialien hinsichtlich ihrer inneren Struktur große Unterschiede auf. So bestehen die SIKA B Materialien aus regelmäßig angeordneten Bronzekugeln und den dazwischenliegenden Poren. Dagegen zeigt sich bei den SIKA R Materialien aus Edelpulver eine chaotische Porenstruktur (vgl. Abbildung 3.7). Die voneinander abweichende Struktur der Materialien bewirkt unterschiedliche Druckverluste bei der Durchströmung der Sintermetalle.

Zusätzlich könnte die Länge der porösen Materialien ihr Löscharhalten beeinflussen. Aus diesem Grund sind in Abbildung 4.39 die Péclet-Zahlen für alle verwendeten Materialien über die Länge aufgetragen. Neben den Schwankungen und Unterschieden in der Porenstruktur könnte ein Längeneinfluss der verwendeten Materialien die Streuung der sich ergebenden Péclet-Zahlen ebenfalls erklären. Obwohl bei den Kapillaren nur ein geringer Einfluss der Länge auf das Löscharhalten feststellbar war, wurde bei den porösen Materialien der Einfluss der Materiallänge nochmals gesondert beleuchtet.

In Abbildung 4.39 sind die resultierenden größten Péclet-Zahlen bei denen kein Durchschlag auftrat über die jeweiligen Materiallänge aufgetragen. Auch wenn sich für die Materialien mit großen Poren (SIKA B 200, B 150 und B 100) kein eindeutiger Trend feststellen lässt, so zeigen die restlichen Materialien (SIKA B 80, B 60, R 200 und R 150) eine zum Teil deutliche Zunahme der Péclet-Zahlen mit steigender Materiallänge.

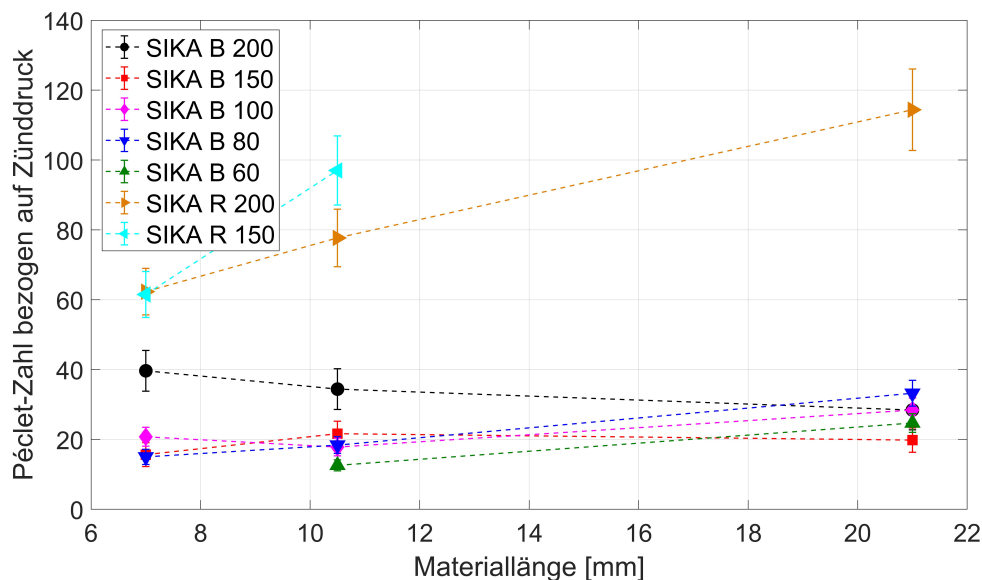


Abbildung 4.39.: Auf Zünddruck bezogene größte Péclet-Zahlen bei denen kein Durchschlag auftrat in Abhängigkeit von der Materiallänge. Alle getesteten SIKA R und SIKA B Materialien

Die größten Anstiege der Péclet-Zahlen mit zunehmender Länge ergeben sich bei den



beiden eingesetzten SIKA R Materialien (SIKA R 150 und R 200). Doch auch die Sintermetalle B 80 und B 60 zeigen einen Anstieg der Péclet-Zahl mit zunehmender Länge. Auffällig dabei ist, dass die Materialien mit kleinerer Porengröße tendenziell eine stärkere Verbesserung der Löscheigenschaften mit zunehmender Länge aufweisen. So ist der Anstieg der Péclet-Zahl des B 60 Materials mit zunehmender Länge deutlich zu erkennen. Dagegen ergibt sich für das B 100 Material zunächst eine leichte Abnahme der Péclet-Zahl bei einer Längenzunahme von 7 mm auf 10,5 mm, hieran folgt eine Steigerung der Péclet-Zahl bei einer Länge von 21 mm. Somit ist bei den großporigen Materialien kein eindeutiger Trend zu höheren Péclet-Zahlen mit steigender Länge zu erkennen, während sich bei den feinporigen Materialien eine deutliche Abhängigkeit der Péclet-Zahl von der Länge zeigt. Die großen Anstiege der Péclet-Zahlen der SIKA R Materialien mit zunehmender Länge sind vermutlich auf deren stark unterschiedliche Porenstruktur zurückzuführen.

Auf Basis der Ergebnisse aus Diagramm 4.39 wurde in einem weiteren Schritt der Einfluss des Druckverlustes der Sintermetalle auf die Péclet-Zahl analysiert. Zur Berechnung der Druckverluste wurde die Forchheimer-Gleichung 2.77 verwendet. Die Permeabilitätskoeffizienten  $\alpha_p$  und  $\beta_p$  konnten dem Datenblatt des Herstellers entnommen werden (siehe Tabelle 3.5 bzw. [251]). Die Dichtewerte zur Berechnung der Druckverluste nach der Forchheimer-Gleichungen wurden wie die Péclet-Zahlen anhand der Zünddrücke und Zündtemperaturen mittels Refprop [110] bestimmt. Um eine Vergleichbarkeit zwischen allen verwendeten Materialien herstellen zu können, wurde die Darcy-Geschwindigkeit  $v_D$  als Referenzwert mit 1 m/s angenommen. Da sich die Péclet-Zahl bei Betrachtung der porösen Materialien aufgrund der Ungenauigkeiten bei den Porendurchmessern als wenig aussagekräftig erwiesen, wurde die erhaltene Péclet-Zahl durch den berechneten Porendurchmesser dividiert. Die neu erhaltene Kennzahl  $Pe/d_p = S_L/\alpha_u = 1/\delta_{f,d}$  (siehe Gleichung 2.50) ist in Abbildung 4.40 über dem berechneten Druckverlust aufgetragen.

Abbildung 4.40 zeigt einen deutlichen Anstieg der Kennzahl  $Pe/d_p$  bzw.  $S_L/\alpha_u$  mit zunehmendem Druckverlust. Auch wenn die Werte deutlich streuen, lässt sich doch eine „sichere“ Untergrenze (blaue, gestrichelte Gerade) festlegen, bei deren Unterschreiten es zu keinem Flammendurchschlag kommt. Die zugehörige Geradengleichung lautet:

$$\frac{Pe}{d_p} \left[ \frac{1}{mm} \right] = \frac{S_L}{\alpha_u} \left[ \frac{1}{mm} \right] = 1650 \left[ \frac{1}{mm \cdot bar} \right] \cdot \Delta p_V + 17,5 \left[ \frac{1}{mm} \right] \quad (4.5)$$

Anhand der abgeleiteten „sicheren“ Grenzfunktion kann nun eine Aussage getroffen werden, ob es bei einem porösen Material unter den gegebenen Bedingungen zu einem Flammendurchschlag kommt oder nicht. Zu untersuchen wäre allerdings, ob sich der gefundene Zusammenhang auch auf andere poröse Materialien wie bspw. Keramiken oder weitere poröse Strukturen anwenden lässt. Auch müsste überprüft werden, wie leicht sich der Zusammenhang auf verschiedene Material- und Brennkammergeometrien übertragen lässt.

Trotz dieser Einschränkungen lässt sich anhand der Ergebnisse aus Abbildung 4.40 ein

#### 4.3. Flammensperren-Versuche: Test und Vergleich von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren

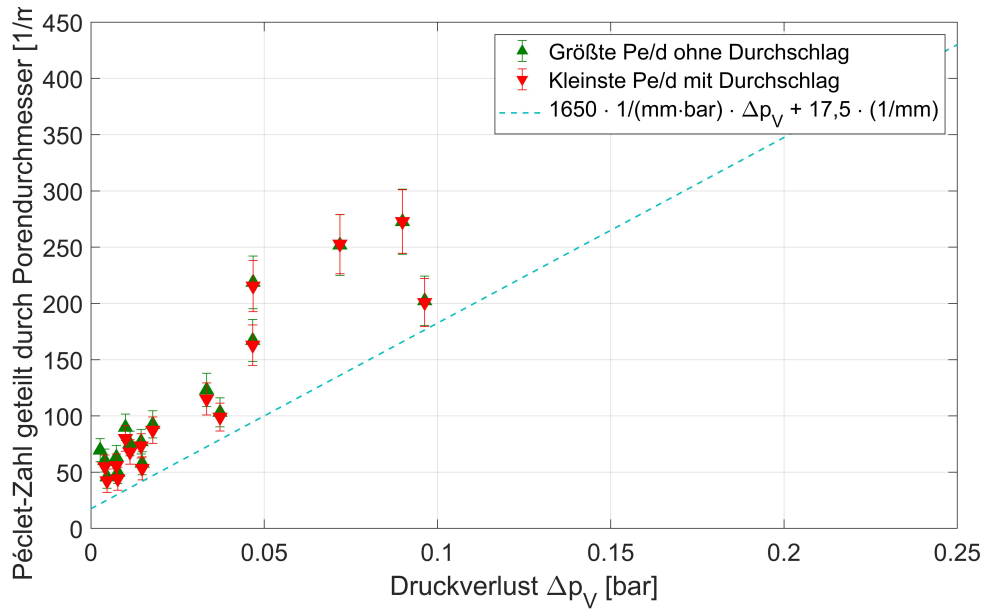


Abbildung 4.40.: Größte Péclet-Zahlen ohne Durchschlag und kleinste Péclet-Zahlen mit Durchschlag geteilt durch den Porendurchmesser  $Pe/d_p$ . Aufgetragen über dem mittels Forchheimer-Gleichung berechneten Druckverlust für  $v_D = 1\text{m/s}$ , bezogen auf Zünddruck und -temperatur

Verfahren ableiten mit dessen Hilfe eine poröse Flammensperre ausgelegt bzw. ausgewählt werden kann. Zur Analyse oder Vorauslegung der Flammensperre müssen die folgenden Schritte durchgeführt werden:

1. Die Permeabilitätskoeffizienten  $\alpha_p$  und  $\beta_p$  zur Berechnung der Druckverluste des porösen Materials müssen verfügbar sein oder bestimmt werden.
2. Die Druckverluste  $\Delta p_V$  des porösen Materials müssen mittels Forchheimer Gleichung 2.77 für eine Referenz- bzw. Darcy-Geschwindigkeit von 1 m/s berechnet werden.
3. Die laminaren Flammengeschwindigkeit  $S_L$  muss anhand eines geeigneten Reaktionsmechanismus für den jeweiligen Zünddruck und die Zündtemperatur ermittelt werden.
4. Die korrespondierenden Werte für Dichte  $\rho_u$ , Wärmekapazität  $c_{p,u}$  und Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_u$  zur Bestimmung von  $\alpha_u$  werden ausgelesen oder berechnet.
5.  $S_L/\alpha_u$  wird bestimmt.
6. Je nachdem, ob sich für die Kombination aus Druckverlust und  $S_L/\alpha_u$  Werte unter- oder oberhalb der Kurve  $1650\Delta p_V + 17,5$  ergeben, ist die Flammensperre für den Anwendungsfall geeignet oder nicht.
7. Ist die Flammensperre nicht geeignet, kann der Druckverlust durch Einsatz einer

## Kapitel 4. Ergebnisse und Diskussion der Flammenausbreitungs- und Flammensperrenexperimente

längeren Flammensperre oder durch Einsatz eines Materials mit kleinerer Porengröße erhöht werden. Wird die blaue Kurve in Abbildung 4.40 dabei unterschritten, kann die Flammensperre eingesetzt werden.

Das obige Verfahren könnte im nächsten Schritt anhand von anderen brennbaren Gasen, weiteren porösen Materialien und unterschiedlichen Brennkammer- und Flammensperrengeometrien auf seine universelle Anwendbarkeit hin überprüft werden.

Ein Nachteil des oben beschriebenen Verfahrens ist, dass zur Bestimmung von  $S_L$  die Reaktionsmechanismen des zu untersuchenden Gemischs bekannt sein müssen. Weiterhin ist unklar, inwieweit die Brennkammergeometrie die Ergebnisse beeinflusst. So war bspw. die Position der Flammensperre zur Zündquelle in den durchgeführten Versuchen stets konstant und wurde bewusst nicht variiert. Die Bestimmung der Péclet-Zahlen anhand der Zündbedingungen stellt eine weitere Vereinfachung dar. Da sich für andere geometrische Verhältnisse veränderte Péclet-Zahlen ergeben, wird sich auch die Gerade aus Abbildung 4.40 für veränderte Abstände zwischen der Zündquelle und der Flammensperre verschieben. Aus diesen Gründen wurde in einem weiteren Schritt versucht, die Ergebnisse allgemeiner zu formulieren und auf leichter abzuleitende Parameter und Kennwerte zurück zu führen.

Bei den ausgewerteten Experimenten war die Flammensperre jeweils am äußersten Ende der Sekundärkammer verbaut. Zu dem Zeitpunkt, an dem die Flamme die Flammensperre erreichte, war das in der Kammer befindliche Frischgemisch also beinahe vollständig umgesetzt. Wie sich anhand der Druckdaten während der Versuche zeigt (siehe Abschnitt 4.2 und bspw. Abbildung 4.19), wird der maximale Druck in den Versuchskammern durch den berechneten Explosionsdruck gut approximiert. Somit kann näherungsweise davon ausgegangen werden, dass zu dem Zeitpunkt, an dem die Flamme die Flammensperre erreicht in der Kammer der Explosionsdruck herrscht.

Wird nun anhand der Zündbedingungen der Explosionsdruck  $p_{expl}$  nach Gleichung 2.69 für die betrachteten Versuche berechnet und wieder über den Druckverlust aufgetragen, so ergibt sich das in Abbildung 4.41 gezeigte Diagramm.

Analog zu der vorherigen Darstellung mit  $Pe/d_p$  ergibt sich ein deutlicher Zusammenhang zwischen dem Explosionsdruck  $p_{expl}$ , der zu einem Durchschlag führt und dem Druckverlust des Materials. In Abbildung 4.41 sind wieder jeweils die kleinsten Explosionsdrücke eingezeichnet, bei denen es zu einem Durchschlag kam und die größten, bei denen kein Durchschlag auftrat.

Wird wiederum eine Tangente an die kleinsten Werte der Explosionsdrücke gelegt, die bei gegebenem Druckverlust keinen Durchschlag hervorriefen, so ergibt sich die blaue Gerade in Abbildung 4.41. Unterhalb dieser Grenzgerade mit der Funktion:

$$p_{grenz}[bar] = 320\Delta p_V + 2,5[bar] \quad (4.6)$$

liegen die Kombinationen von Explosionsdruck und Druckverlust, für die kein Flammen-

### 4.3. Flammensperren-Versuche: Test und Vergleich von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren

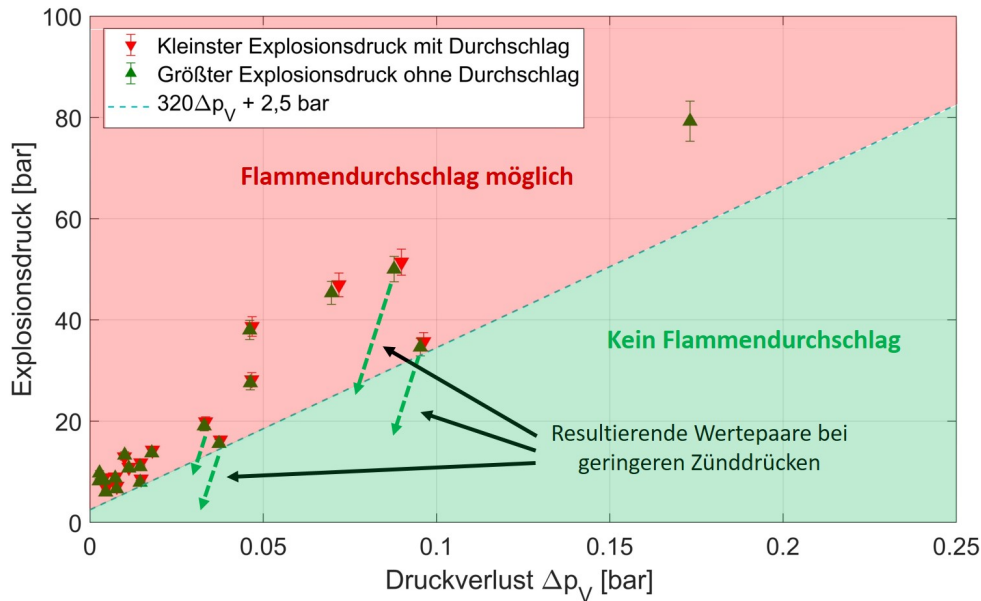


Abbildung 4.41.: Berechnete Explosionsdrücke und Druckverluste der porösen Materialien, Stoffdaten anhand der Zündtemperaturen und der Zünddrücke ermittelt. Druckverluste für  $v_D = 1\text{m/s}$  berechnet.

durchschlag auftritt. Oberhalb der Geraden liegen die Werte, bei denen ein Durchschlag auftreten kann. Wie beim abgeleitete Zusammenhang aus Gleichung 4.5 gilt es zu überprüfen, ob Gleichung 4.6 für weitere Gasgemische und andere Arten poröser Materialien anwendbar ist.

Die Gerade 4.6 schneidet die y-Achse bei einem  $\Delta p_V$  Wert von 2,5 bar. Wird nun der zugehörige Zünddruck bei Umgebungstemperatur berechnet, so ergibt sich ein Druck von weniger als 0,2 bar. Auffällig dabei ist, dass es bei diesem Druck in den Versuchen nicht mehr möglich war, das Gemisch mit der Zündkerze überhaupt zu entzünden. D.h. wird in Gleichung 4.6 der Druckverlust „Null“ erreicht, so lässt sich hierdurch eventuell eine Aussage über den minimalen möglichen Zünddruck des Gasgemischs treffen. Der erste Vorteil von Gleichung 4.6 gegenüber 4.5 ist, dass zur Bestimmung des Explosionsdruckes keine Kenntnis der Reaktionsmechanismen bzw. der laminaren Flammengeschwindigkeit erforderlich ist. Zur Berechnung von  $p_{expl}$  genügen die Verbrennungstemperatur  $T_b$  und die molare Masse  $M_b$  des Abgases.

Ein weiterer Vorteil bei der Verwendung des Explosionsdruckes ist dessen Unabhängigkeit von der vorliegenden Brennkammergeometrie (siehe Gleichung 2.69 in Abschnitt 2.2.4). Solange im Brennraum keine Detonation auftritt, lässt sich mithilfe des Explosionsdruckes unabhängig von den geometrischen Verhältnissen eine Aussage über das Flammenlöschverhalten treffen.

Anhand von Diagramm 4.41 bzw. anhand von Gleichung 4.6 lässt sich ermitteln, ob eine poröse Flammensperre für den jeweiligen Anwendungsfall geeignet ist. Zur Auslegung und

## Kapitel 4. Ergebnisse und Diskussion der Flammenausbreitungs- und Flammensperrenexperimente

Bewertung der Flammensperre werden folgende Schritte ausgeführt:

1. Die Permeabilitätskoeffizienten  $\alpha_p$  und  $\beta_p$  des porösen Materials müssen verfügbar sein oder bestimmt werden.
2. Die Druckverluste  $\Delta p_V$  des porösen Materials werden für den Druck  $p_u$  und die Temperatur  $T_u$  bei der Zündung mittels Forchheimer-Gleichung 2.77 für eine Darcy-Geschwindigkeit von 1 m/s berechnet.
3. Für den verwendeten Treibstoff bzw. das verwendete Gasgemisch werden auf Basis der Temperatur bei Zündung  $T_u$  und des Zünddrucks  $p_z=p_u$  die Verbrennungstemperatur  $T_b$  und die molare Masse  $M_b$  des Abgases berechnet. Diese Berechnung kann bspw. mittels NASA CEA [109] erfolgen.
4. Anhand der Werte für Druck, Temperatur und molare Masse vor der Verbrennung sowie der Daten von Temperatur und molare Masse nach der Verbrennung, kann mittels Gleichung 2.69 der Explosionsdruck  $p_{expl}$  berechnet werden
5. Liegt die erhaltene Kombination aus Druckverlust und Explosionsdruck unterhalb der Grenzgerade  $p_{grenz}[bar] = 320\Delta p_V + 2,5[bar]$ , so ist die Flammensperre für den Einsatz geeignet. Liegen die Werte hingegen darüber, so ist die Flammensperre für die Anwendung ungeeignet.
6. Falls die ausgewählte Flammensperre nicht geeignet ist, so kann der Druckverlust entweder durch die Verwendung eines Materials mit kleineren Poren oder durch die Verlängerung der Flammensperre erhöht werden.

Die Gültigkeit der beiden abgeleiteten Verfahren und Grenzgeraden könnten in einem nächsten Schritt für verschiedene poröse Materialien und für unterschiedliche brennbare Gemische geprüft werden. Somit ließe sich feststellen, ob es sich um allgemeingültige Abschätzungen handelt, oder ob sie nur für das verwendete  $N_2O/C_2H_4$ -Gemisch und die eingesetzten Sintermetalle anwendbar sind.

Eine mögliche Erklärung für den Zusammenhang zwischen  $S_L/\alpha_u$  bzw. dem Explosionsdruck  $p_{expl}$  und dem Druckverlust  $\Delta p_V$  gibt Abbildung 4.42.

Im oberen Teil von Abbildung 4.42 ist der Eintritt der Flamme aus Kammer 1, die Flammensperre und die zweite Kammer dargestellt. Im unteren Teil von Abbildung 4.42 sind die vermuteten Druckverläufe über der Lauflänge  $x$  am Eintritt, innerhalb des porösen Materials und am Austritt des Materials dargestellt. So tritt die Flamme mit dem Eintrittsdruck oder, im Fall der oben beschriebenen Versuche, mit dem Explosionsdruck in das Material ein. Innerhalb des Materials kommt es zu Druckverlusten und der statische Druck sinkt ab. Gleichzeitig erhöht sich, verursacht durch die Druckverluste, die Temperatur des strömenden Gases im Material (in Abbildung 4.42 nicht dargestellt). Die Porengröße des Materials führt bei Unterschreiten eines bestimmten Drucks bzw. bei Unterschreiten einer

#### 4.3. Flammensperren-Versuche: Test und Vergleich von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren

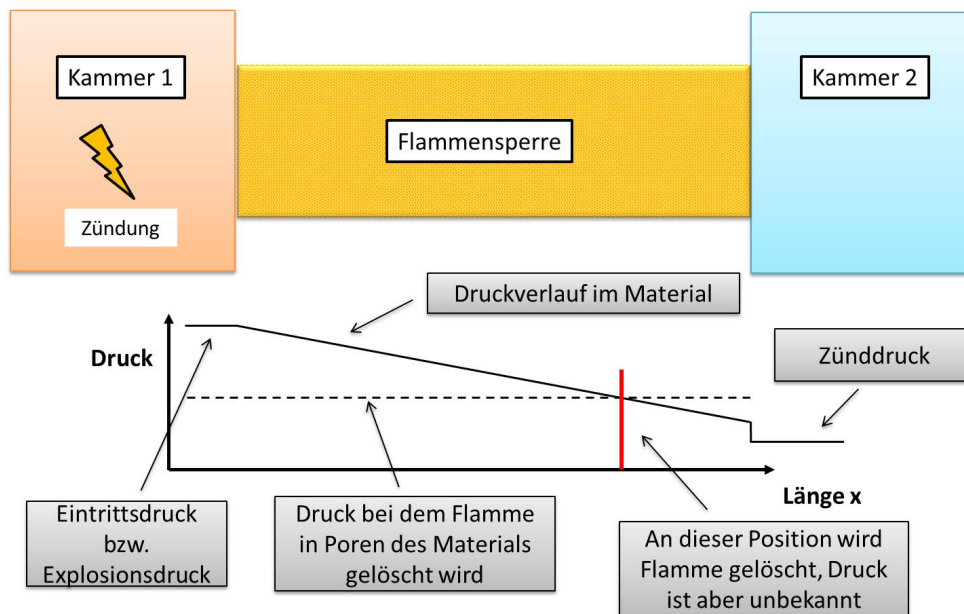


Abbildung 4.42.: Schematische Darstellung des Druckverlaufs über das poröse Material hinweg bei Zündung in der ersten Kammer. Dargestellt ist der Druckverlauf im Moment des Flammeneintritts in das poröse Material.

bestimmten Dichte zum Löschen der Flamme (schwarze, gestrichelte Linie). Je nachdem, wie groß der Druckverlust  $\Delta p_V$  im Material ist (schwarze Linie), wird dieser Punkt im porösen Material (rote Markierung) früher, später oder überhaupt nicht erreicht. Wird innerhalb des Materials der Druck, der zum Löschen der Flamme führt nicht unterschritten, so kommt es zum Flammendurchschlag. Am Ende des Materials auf der stromab gelegenen Seite herrscht Zünddruck, somit sinkt der Druck beim Ausströmen aus dem porösen Material auf den Zünddruck ab.

In einem Material mit einem höheren Druckverlust pro Länge (größere negative Steigung der schwarzen Druckverlaufgeraden in Abbildung 4.42), kommt es somit nach einer geringeren Lauflänge  $x$  zum Löschen der Flamme. Für Materialien mit kleineren Werten für  $\alpha_p$  und  $\beta_p$  und damit höheren Druckverlusten genügen also kleinere axiale Ausdehnungen, um die Flamme zu löschen. So lassen sich ebenfalls die Verläufe der Péclet-Zahlen aus Abbildung 4.39 erklären. Umso höher der Druckverlust pro Längeneinheit, desto deutlicher zeigt sich der Einfluss der Materiallänge auf das Löschverhalten. Bei den in Abbildung 4.39 dargestellten SIKA R Materialien ergibt sich damit ein stärkerer Anstieg der Péclet-Zahlen mit zunehmender Länge, als bei den SIKA B Materialien mit geringeren Druckverlusten.

Der Zusammenhang zwischen dem Explosionsdruck und dem Druckverlust, der zum Flammenlöschen führt, lässt sich auf die freigesetzte Energiemenge des Gemischs zurückführen. Über den Zusammenhang der Verbrennungstemperatur  $T_b$  (siehe Gleichung 2.69) gibt der Explosionsdruck Auskunft darüber, wie viel Energie bei der Verbrennung frei wird. Umso

höher die freigesetzte Energie ist, desto höher ist auch die Verbrennungstemperatur und damit der Explosionsdruck. Wie die Herleitung des Löschdurchmessers zeigt (siehe Abschnitt 2.2.2 und Gleichung 2.37), muss ein gewisses Verhältnis zwischen der bei der Verbrennung freigesetzten und der abgeführten Energie unterschritten werden, damit es zum Flammenlöschen kommt. Dieses Verhältnis wird mittels der Péclet-Zahl beschrieben. Wenn nun der Explosionsdruck ebenfalls als Maß der freigesetzten Energiemenge verstanden wird, so lässt sich auch über ihn das Löschverhalten der Flamme vorhersagen.

Der Einfluss des Druckverlustes auf den Prozess des Flammenlöschens lässt sich daraufhin folgendermaßen erklären: Die im porösen Material auftretenden Druckverluste bewirken eine Verringerung der Dichte des Frischgemischs. Eine verringerte Dichte führt zu kleineren frei werdenden Energien bei der Verbrennung. Somit sinkt mit zunehmendem Druckverlust die Energiemenge, die bei der Verbrennung frei wird. Da die Porengröße des Materials über die Länge annähernd konstant bleibt, ist ab einer gewissen Lauflänge der Punkt erreicht, an dem die abgeführte Wärmemenge ausreicht, um die Flamme zu löschen.

Die Voraussetzung für die beschriebene Ableitung des Zusammenhangs zwischen Explosionsdruck und Flammenlöschen ist jedoch, dass beim Eintritt der Flamme in die Flammensperre der Explosionsdruck im Brennraum herrscht. Treten geringere Drücke beim Flammeneintritt auf, so wird die Flamme bereits bei größeren Durchmessern gelöscht. Der Einfluss des Eintrittszustandes auf den Flammenlöschprozess wurde bei den Versuchen mit Kapillaren in Abschnitt 4.1.2 bereits gezeigt. In den Fällen eines geringeren Eintrittsdruckes ist ein einfacher Zusammenhang zwischen dem Explosionsdruck und dem Auftreten des Flammenlöschens nicht mehr gegeben. Für die Fälle, in denen die Flamme bei geringerem Druck in die Flammensperre eintritt, lässt sich die Auslegung nach Gleichung 4.6 jedoch als worst-case Abschätzung einsetzen. Denn bei Unterschreiten der Grenzgerade sollten Flammen mit geringeren Dichten und damit größeren Löschdurchmessern mit zusätzlicher Sicherheit gelöscht werden.

#### **4.3.5. Vergleich der Flammensperren-Versuche: Kapillaren und poröse Materialien**

Im vorangegangenen Abschnitt wurde dargestellt, dass der innerhalb der porösen Materialien auftretende Druckverlust das Flammenlöschverhalten wahrscheinlich stark beeinflusst. Mit zunehmender Länge des porösen Materials und damit mit größer werdendem Druckverlust konnten Flammen bei höheren Eintrittsdrücken erfolgreich gelöscht werden (siehe Abbildung 4.39). Bei den Kapillaren ergab sich jedoch keine Verbesserung des Löschverhaltens mit zunehmender Kapillarlänge (siehe Abbildung 4.30).

Wenn die Druckverluste der porösen Materialien das Flammenlöschverhalten maßgeblich beeinflussen, bei den Kapillaren dieser Effekt jedoch nicht zu erkennen ist, so muss der Druckverlust in den porösen Materialien deutlich größer sein, als derjenige in den Kapillaren.

### 4.3. Flammensperren-Versuche: Test und Vergleich von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren

Intuitiv liegt die Vermutung nahe, dass die gewundenen, chaotischen Kanäle der porösen Materialien einen deutlich höheren Druckverlust hervorrufen als die geraden, glatten Wände der Kapillaren. Da sich jedoch die Querschnittsfläche und die Einbauposition der Kapillaren deutlich von der Querschnittsfläche und Position der porösen Materialien unterscheidet, werden in diesem Abschnitt die auftretenden Druckverluste für identische Eintrittsbedingungen miteinander verglichen. So kann eine verallgemeinerte Aussage getroffen werden, welche Druckverluste die porösen Materialien und die Kapillaren hervorrufen.

Zur Berechnung der Druckverluste ist die jeweilige Strömungsgeschwindigkeit innerhalb der porösen Materialien bzw. Kapillaren notwendig. Für den Fall der Kapillaren konnte lediglich die Flammenausbreitungs- bzw. Detonationsgeschwindigkeit innerhalb der Glaskapillaren bestimmt werden (siehe Abbildung 4.36). Die Strömungsgeschwindigkeiten innerhalb der Kapillaren und insbesondere die Geschwindigkeiten innerhalb der Kapillaren mit verschiedenen Längen konnten jedoch nicht direkt gemessen werden. Bei den Experimenten mit porösen Materialien konnten weder die Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten, da die Flammeneintrittsfläche aufgrund der Einbauposition nicht einsehbar war, noch die Strömungsgeschwindigkeiten ermittelt werden.

Um nun die Strömungsgeschwindigkeit in den porösen Materialien und Kapillaren zu berechnen, wurden die folgende Annahmen getroffen und die untenstehenden Berechnungen durchgeführt:

1. Der Druckunterschied  $\Delta p$ , der beim Eintritt der Flamme in die Kapillare zwischen der Zünd- und Sekundärkammer herrscht, bestimmt die mittlere Strömungsgeschwindigkeit innerhalb der Kapillare.
2. Die Berechnung der Geschwindigkeit in den Kapillaren erfolgte mittels Gleichung 2.81 für eine kompressible, reibungsbehaftete Rohrströmung. Die Rohrreibungszahl  $\lambda_{Rohr,1}$  wurde nach Gleichung 2.84 von Bellos et al. [260] berechnet. Da die Rohrreibungszahl  $\lambda_{Rohr,1}$  von der Reynoldszahl und damit wiederum von der Geschwindigkeit abhängt, wurde ein iteratives numerisches Verfahren eingesetzt, um die Geschwindigkeiten zu bestimmen. Mithilfe des in Matlab programmierten Verfahrens wurde die Geschwindigkeit in Abhängigkeit vom aufgeprägten Druckunterschied berechnet.
3. Da der Eintrittszeitpunkt der Flamme und damit der Eintrittsdruck bei den porösen Materialien nicht bestimmt werden konnte, wird davon ausgegangen, dass beim Flammeneintritt in der Sekundärkammer der Explosionsdruck und in der Zündkammer der Zünddruck herrscht. Der Druckunterschied zwischen der Zünd- und Sekundärkammer verursacht die Strömungsgeschwindigkeit im porösen Material.
4. Um die Darcy-Geschwindigkeiten  $v_D$  in den porösen Materialien zu berechnen, wurde die Forchheimer-Gleichung 2.77 nach  $v_D$  aufgelöst und der aufgeprägte Druckunterschied als Randbedingung vorgegeben.
5. Zur Bestimmung der Druckunterschiede und damit zur Berechnung der Geschwindig-



keiten wurden jeweils die Versuche mit den höchsten Péclet-Zahlen ausgewertet, bei denen kein Flammendurchschlag durch die jeweilige Flammensperre auftrat. Somit wurden die höchsten auftretenden Geschwindigkeiten in den Kapillaren und Poren ermittelt, bei denen kein Flammendurchschlag erfolgte.

Um die Strömungsfälle der porösen Materialien und der Kapillaren miteinander vergleichen zu können, mussten die auftretenden Geschwindigkeiten auf einen vergleichbaren Strömungsquerschnitt bezogen werden. Dieser Vergleichsquerschnitt war bei den Kapillaren der Durchmesser der Kapillare  $d_k$ . Bei den porösen Materialien wurde der äquivalente Porendurchmesser  $d_p$  herangezogen. Da sich die ermittelte Darcy-Geschwindigkeit  $v_D$  auf die gesamte Querschnittsfläche des porösen Materials bezieht, wurde in einem weiteren Schritt nach Gleichung 2.71 mithilfe der Porosität  $\varphi$  die Geschwindigkeit  $v_{fluid}$  innerhalb der Poren des porösen Materials berechnet. Hierzu wurde zunächst die mittlere Porosität  $\varphi$  der eingesetzten Materialien bestimmt. Tabelle 3.5 aus Abschnitt 3.3.3 gibt u.a. die anhand der Probengeometrie und der Materialdichte ermittelten Porositäten der eingesetzten Materialien wieder.

Da die 0,1 mm und 0,3 mm durchmessenden Kapillaren in verschiedenen Längen getestet wurden, konnten für diese Kapillaren sowie für die eingesetzten porösen Materialien die auftretenden Geschwindigkeiten verglichen werden. Wichtig hierbei war, dass die Geschwindigkeiten aus den entsprechenden Versuchsdaten approximiert wurden. Nur so kann sichergestellt werden, dass die experimentell ermittelten Einflussfaktoren, wie die Steigerung des Löschvermögens mit zunehmender Länge bei den porösen Materialien, auch auf die im Experiment auftretenden Geschwindigkeiten und Druckverluste in den Materialien zurückzuführen sind.

Zum Vergleich der auftretenden Druckverluste wurden dabei drei Ansätze verfolgt:

1. Die kleinste auftretende Geschwindigkeit in den Poren der porösen Materialien  $v_{fluid}$  wurde verwendet, um den Druckverlust in den Kapillaren und über die Darcy-Geschwindigkeit  $v_D$  den Druckverlust der porösen Materialien zu berechnen.
2. Die kleinste auftretende Geschwindigkeit in den 0,1 mm und 0,3 mm Kapillaren wurde eingesetzt, um den Druckverlust in den Kapillaren und den porösen Materialien zu berechnen. Zur Berechnung der Darcy-Geschwindigkeit  $v_D$  der porösen Materialien wurde die Geschwindigkeit der Kapillaren  $v_{fluid}$  dabei jeweils mit der Porosität  $\varphi$  des entsprechenden Materials multipliziert.
3. Unter Annahme einer Reynoldszahl von 1000 wurden sowohl die auftretenden Druckverluste in den Kapillaren als auch in den porösen Materialien bestimmt. Die Bezugsgröße zur Berechnung der Reynoldszahl nach Gleichung 2.74 war der Porendurchmesser  $d_p$  bzw. der Kapillardurchmesser  $d_k$  und die Porengeschwindigkeit bzw. Kapillargeschwindigkeit  $v_{fluid}$ . Zur Berechnung der Reynoldszahl wurde die Geschwindigkeit der Strömung in den Poren  $v_{fluid}$  eingesetzt, da die Druckverluste einer Pore und nicht die Druckverluste des gesamten porösen Materials mit den Druckverlusten der

#### 4.3. Flammensperren-Versuche: Test und Vergleich von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren

Kapillaren verglichen werden sollten.

Um die Dichte- und Druckwerte in der Druckverlust- (2.81) und Forchheimer-Gleichung (2.77) zu bestimmen, wurde ein Referenzdruck von 5 bar, eine Referenztemperatur von 20°C und ein  $ROF$  von 9,41 für das  $N_2O/C_2H_4$ -Gemisch angenommen. Die Stoffdaten wurden aus Refprop [110] entnommen.

Bei den durchgeführten Berechnungen wurden jeweils die kleinsten auftretenden Geschwindigkeit verwendet, da höhere Geschwindigkeiten sowohl für den Fall der Kapillaren als auch für die porösen Materialien zu sehr hohen Druckverlusten geführt hätten, die experimentell nicht gemessen wurden. Im Falle der porösen Materialien betrug der höchste, gemessene Druckunterschied zwischen Sekundär- und Zündkammer 76 bar, im Falle der Kapillaren ca. 5,8 bar.

Bei den Kapillaren ergab sich die niedrigste Geschwindigkeit in der 0,1 mm Kapillare mit 120 mm Länge, hier wurde eine Geschwindigkeit von 34,03 m/s berechnet. Bei den porösen Materialien trat die kleinste mittlere Geschwindigkeit bei dem SIKA R 200 Material in 21 mm Länge auf, hier wurde eine Darcy-Geschwindigkeit von 5,84 m/s ermittelt.

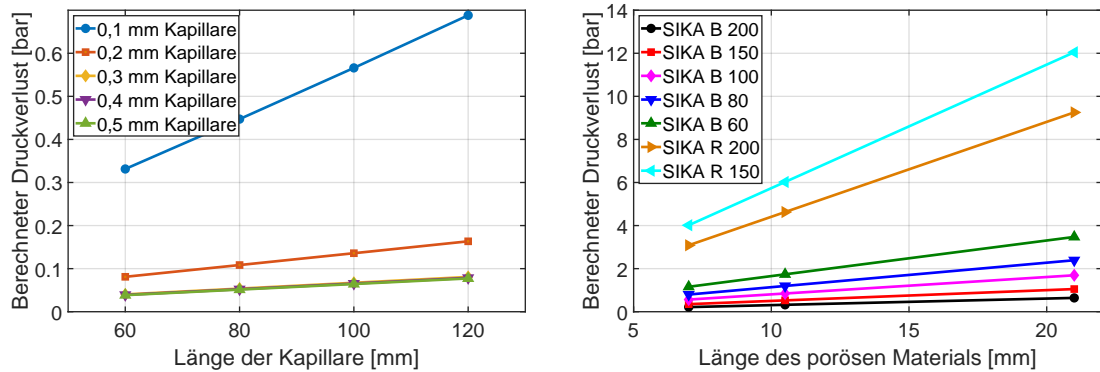
Die auf die Poren bezogene Reynoldszahl von 1000 führte bei den porösen Materialien zu Darcy-Geschwindigkeiten zwischen 7,45 m/s und 36,6 m/s. Bei den Kapillaren ergaben sich Geschwindigkeiten zwischen 3,25 m/s und 16,25 m/s für eine Reynoldszahl von 1000.

Abbildung 4.43 zeigt die auftretenden Druckverluste bei einer Darcy-Geschwindigkeit  $v_D$  von 5,84 m/s, die im SIKA R 200 Material (Porosität 50,56%) mit 21 mm Länge auftraten. Übertragen auf die Geschwindigkeit in den Poren und Kapillaren ergibt sich dort eine Geschwindigkeit  $v_{fluid}$  von 11,56 m/s.

Für die genannten Geschwindigkeiten sind in Abbildung 4.43a die Druckverluste für die Kapillaren und in Abbildung 4.43b die Druckverluste der porösen Materialien dargestellt. Beim Vergleich der Druckverluste zeigt sich deutlich, dass lediglich die größten porösen Materialien (SIKA B 200, 150 und 100) Druckverluste im Bereich der kleinsten 0,1 mm Kapillare aufweisen. Alle feineren porösen Materialien zeigen deutlich erhöhte Druckverluste. Für die SIKA R Materialien werden, verglichen mit den Werten der 0,1 mm Kapillare, mehr als 10-fach höhere Druckverluste ermittelt. Somit bestätigt sich für diese Geschwindigkeiten die intuitive Einschätzung, dass in den Poren und Kanälen der porösen Materialien deutlich höhere Druckverluste auftreten als in den Kapillaren.

Anzumerken ist, dass die Dichte- und Druckwerte in der Forchheimer- (2.77) und Druckverlustgleichung (2.81) für einen Druck von 5 bar und eine Temperatur von 20°C bestimmt wurden. Beim Einsetzen der Druck-, Dichte- und Geschwindigkeitswerte in die Forchheimer Gleichung ergeben sich für die porösen Materialien teilweise deutlich höhere Druckverluste als diese 5 bar Referenzdruck. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Strömungsgeschwindigkeiten anhand der im Versuch aufgetretenen Druckunterschiede berechnet wurden. In den Versuchen mit den porösen Materialien treten dabei häufig deutlich höhere Druckunterschiede zwischen der Sekundär- und Zündkammer als 5 bar auf. So

## Kapitel 4. Ergebnisse und Diskussion der Flammenausbreitungs- und Flammensperrenexperimente



(a) Berechnete Druckverluste der eingesetzten Kapillaren bei einer Geschwindigkeit  $v_{fluid}$  von 11,56 m/s  
(b) Berechnete Druckverluste der eingesetzten porösen Materialien bei einer Darcy-Geschwindigkeit  $v_D$  von 5,84 m/s

Abbildung 4.43.: Gegenüberstellung der Druckverluste in den Kapillaren und porösen Materialien bei identischer Geschwindigkeit in den Poren und Kapillaren, Dichte des Gemischs bei 5 bar, 20°C und  $\Phi=1$  ermittelt

wurden Druckunterschiede bei den Versuchen mit porösen Materialien von bis zu 76 bar gemessen. Aufgrund der deutlich höheren Druckunterschiede in den Versuchen, resultieren in der Folge verhältnismäßig hohe Strömungsgeschwindigkeiten. Sind die im Experiment gemessenen Druckunterschiede deutlich höher als die im Referenzfall angenommenen 5 bar, so werden bei der Rückrechnung auf die Geschwindigkeiten Werte erhalten, die deutlich größer sind, als diejenigen Geschwindigkeiten, die einen Druckunterschied von 5 bar hervorrufen würden. Diese Geschwindigkeiten können beim Extrapolieren auf den Referenzfall nun höhere Druckverluste als den Referenzdruck hervorrufen.

Trotz dieser Einschränkungen eignet sich der Referenzfall zur Abschätzung der exemplarischen Druckverluste, die bei identischen Randbedingungen (gleiche Geschwindigkeit, identischer Druck und identische Dichte) auftreten würden. Für die betrachteten Fälle in denen der Druckverlust größer als der Referenzdruck wird (SIKA R 200 und R 150), bedeutet dies, dass sich in der Realität in den porösen Materialien eine niedrigere Geschwindigkeit als die angenommene einstellen würde.

Abbildung 4.44 stellt die berechneten Druckverluste der porösen Materialien und der Kapillaren für die niedrigste in den 0,1 und 0,3 mm Kapillaren aufgetretene Geschwindigkeit von 34,04 m/s gegenüber. Eine Geschwindigkeit  $v_{fluid}$  von 34,04 m/s entspricht, abhängig von der Porosität des eingesetzten Materials, Darcy-Geschwindigkeiten  $v_D$  von 12,38 bis 17,02 m/s.

Das linke Diagramm (Abbildung 4.44a) gibt die Druckverluste der Kapillaren wieder, das rechte Diagramm (Abbildung 4.44b) stellt die Druckverluste in den porösen Materialien dar.

Da nur die Kapillaren mit 0,1 und 0,3 mm Durchmesser in Konfiguration 2 getestet wur-

### 4.3. Flammensperren-Versuche: Test und Vergleich von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren

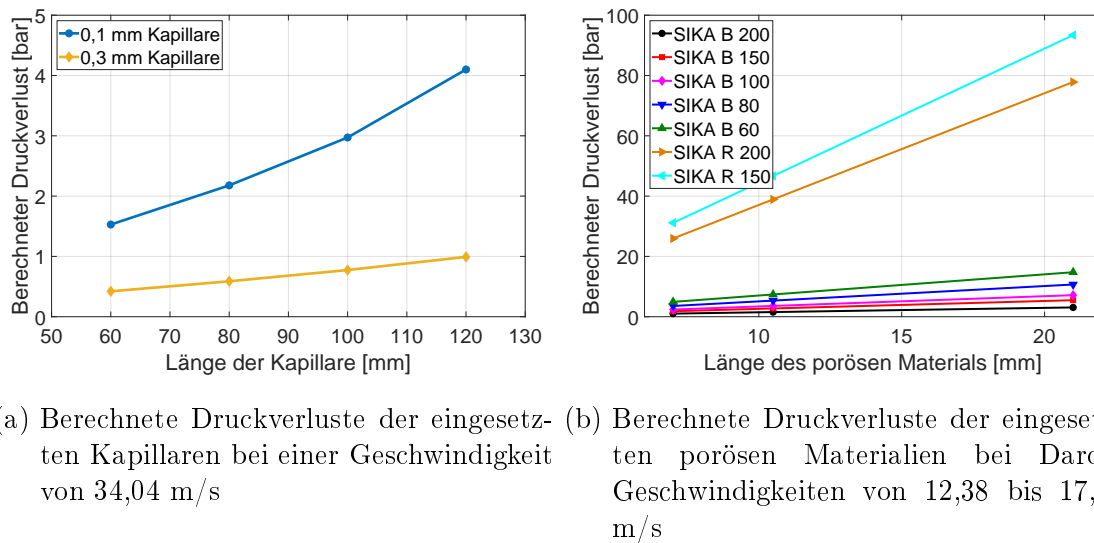


Abbildung 4.44.: Gegenüberstellung der Druckverluste in den Kapillaren und porösen Materialien bei identischer Geschwindigkeit in den Poren und Kapillaren, Dichte des Gemischs bei 5 bar, 20°C und  $\Phi=1$  ermittelt

den (siehe Tabelle 4.2), konnten die mittleren Strömungsgeschwindigkeiten nur für diese Kapillaren ermittelt werden. Aus diesem Grund sind lediglich diese beiden Kapillaren in Abbildung 4.44a) dargestellt. Analog zu Abbildung 4.43 zeigt sich, dass die auftretenden Druckverluste in den Kapillaren deutlich geringer als die der porösen Materialien sind. Im Falle einer erhöhten Strömungsgeschwindigkeit in den Kapillaren und Poren vergrößert sich der Unterschied der Druckverluste zwischen porösen Materialien und Kapillaren weiter. So treten bei den porösen Materialien bis zu 20-mal höhere Druckverluste als bei den getesteten Kapillaren auf (vgl. SIKA R 150 und 0,1 mm Kapillare in Abbildung 4.44). Wie im zuvor dargestellten Diagramm 4.43, sind in Abbildung 4.44 lediglich die Druckverluste der porösen Materialien B200, B150 und B100 vergleichbar mit den Druckverlusten, die in den Kapillaren auftreten.

Da die Geschwindigkeit in den Kapillaren als Referenzgeschwindigkeit angenommen wurde, ergeben sich auch bei den porösen Materialien in Abbildung 4.44b deutlich höhere Druckverluste als den angenommenen Referenzdruck von 5 bar. Auch hier stellt der Referenzfall nur einen Vergleichsmaßstab für eine Vielzahl unterschiedlicher Strömungsfälle dar. Die in den Diagrammen 4.44 angegebenen Druckverluste dienen als Vergleichsrechnung für eine gewisse Bandbreite an Strömungsgeschwindigkeiten in den Poren der Materialien. In realen Experimenten würde sich in den porösen Materialien bei den Referenzbedingungen deutlich niedrigere Geschwindigkeiten einstellen und der Druckverlust von 5 bar nicht überschritten werden.

In einem weiteren Schritt wurden die in den Kapillaren und porösen Materialien auftretenden Druckverluste anhand einer identischen Reynoldszahl von 1000 miteinander verglichen.

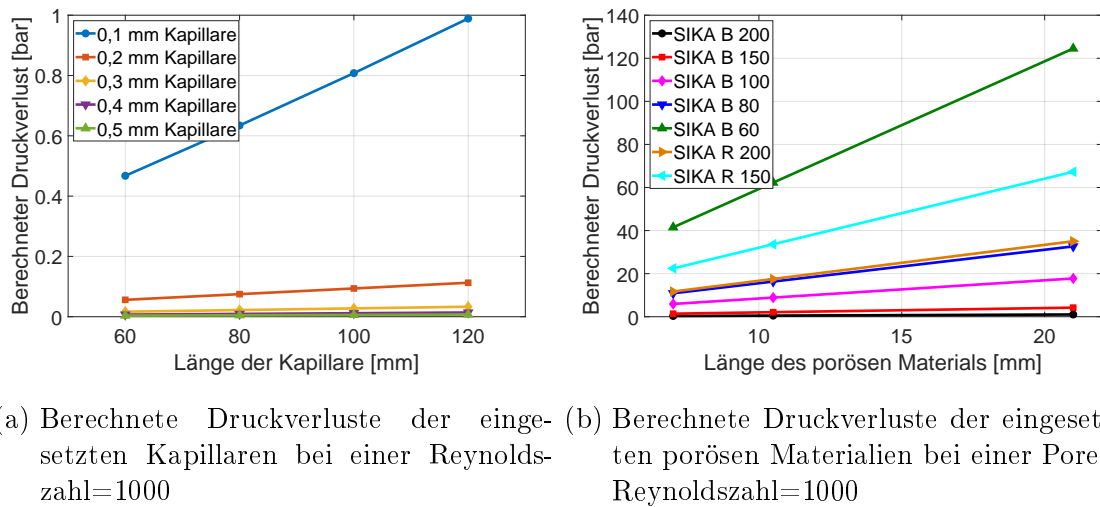


Abbildung 4.45.: Gegenüberstellung der Druckverluste in den Kapillaren und porösen Materialien bei Reynoldszahl=1000 in den Poren und Kapillaren

Zur Berechnung der auftretenden Geschwindigkeiten in den Kapillaren wurde als charakteristische Länge der Durchmesser der Kapillaren  $d_k$  eingesetzt. Bei den porösen Materialien wurde der äquivalente Porendurchmesser  $d_p$  als charakteristisches Längenmaß verwendet. Da sich damit für die porösen Materialien die Geschwindigkeit in den Poren  $v_{fluid}$  ergab, wurde die korrespondierende Darcy-Geschwindigkeit  $v_D$  des jeweiligen Materials mithilfe der Porosität  $\varphi$  (siehe Tabelle 3.5) berechnet. Anhand der Geschwindigkeiten in den Kapillaren und den porösen Materialien konnte dann der jeweilige Druckverlust berechnet werden.

Abbildung 4.45 gibt die auftretenden Druckverluste für die Kapillaren und die porösen Materialien bei einer Reynoldszahl von 1000 wieder.

Wie bei den zuvor dargestellten Vergleichen mithilfe der Geschwindigkeiten (Abbildung 4.43 und 4.44) zeigt sich, dass die in den porösen Materialien auftretenden Druckverluste ein bis zwei Größenordnungen über den Druckverlusten der Kapillaren liegen.

Im Gegensatz zu den vorherigen Diagrammen ergeben sich in Abbildung 4.45b jedoch beim SIKA B 60 Material die höchsten berechneten Druckverluste. Die größten Druckverluste treten bei diesem Material auf, da der Porendurchmesser des SIKA B 60 Materials den kleinsten Wert aufweist und somit bei konstanter Reynoldszahl hier die höchsten Geschwindigkeiten erreicht werden.

Das bedeutet im Umkehrschluss, dass schon bei kleineren Druckverlusten und damit geringeren Geschwindigkeiten in den SIKA R Materialien ein Strömungszustand erreicht wird, der erst bei höheren Geschwindigkeiten in den SIKA B Materialien auftritt. Dies deckt sich mit den Experimenten und den gemessenen Druckverlusten, die Struktur, die Tortuosität (Verwindung der Poren im Material) und die Rauigkeit der SIKA R Materialien rufen bei gleicher Strömungsgeschwindigkeit deutlich erhöhte Druckverluste hervor. Bei identischer

### 4.3. Flammensperren-Versuche: Test und Vergleich von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren

Reynoldszahl ergeben sich erst bei höheren Geschwindigkeiten im SIKA B Material vergleichbare Druckverluste.

Zusätzlich ist anzumerken, dass der äquivalente Porendurchmesser  $d_p$  alleine nur unzureichende Auskunft über die auftretenden Druckverluste im porösen Material liefert. Die Struktur des Materials beeinflusst die auftretenden Druckverluste maßgeblich. Dies deckt sich mit den Flammensperren-Experimenten, auch hier lieferte der äquivalente Porendurchmesser  $d_p$  lediglich eine grobe Auskunft über das Flammenlöschvermögen des porösen Materials.

Weiterhin ist anzumerken, dass für poröse Materialien eine Vielzahl an möglichen Definitionen für die Reynoldszahl existieren. Zeng und Grigg [286] geben eine Übersicht über die verschiedenen Ansätze zur Definition einer Reynoldszahl für poröse Medien. Im vorliegenden Fall wurde zur besseren Vergleichbarkeit der Ergebnisse von Kapillaren und porösen Materialien der Bezugsrahmen auf den Porendurchmesser  $d_p$  und die Geschwindigkeit in den Poren  $v_{fluid}$  gelegt.

Abschließend liefert die Auswertung der Druckverluste eine Erklärung für die zuvor festgestellten und beschriebenen Effekte:

1. Die Steigerung der Kapillarlänge erhöht zwar den Druckverlust, doch die innerhalb der Kapillaren auftretenden Druckverluste sind im Allgemeinen zu gering, als dass sich ein Effekt auf das Flammenlöschverhalten bemerkbar machen würde.
2. Die sinkenden Péclet-Zahlen mit zunehmender Kapillarlänge (siehe Abschnitt 4.3.2 und Diagramm 4.30) lassen sich wahrscheinlich auf die geringere Streckung der Flamme bei niedrigeren Geschwindigkeiten zurückführen. In den längeren Kapillaren ergeben sich bei gleicher Druckdifferenz niedrigere Geschwindigkeiten, hier wird die Flamme weniger stark gestreckt und das Verlöschen der Flamme ist unwahrscheinlicher.
3. Die porösen Materialien weisen, verglichen mit den Kapillaren, bei einer wesentlich kleineren axialen Ausdehnung deutlich höhere Druckverluste auf. Somit ergeben sich bei den porösen Materialien pro Längeneinheit deutlich erhöhte Druckverluste. Aufgrund der deutlich erhöhten Druckverluste pro Längeneinheit treten bei den porösen Materialien die Einflüsse der Länge auf das Flammenlöschverhalten verstärkt hervor.
4. Eine zunehmende Länge der großporigen SIKA B Materialien (B200, B150 und B100) führt in Abbildung 4.39 zu keiner eindeutigen Verbesserung des Flammenlöschverhaltens. Das heißt, es kommt zu keiner oder nur zu einer sehr geringen Steigerung der größten Péclet-Zahl, bei der es zum Flammenlöschchen kommt. Die Druckverluste der groben SIKA B Materialien (B200, B150 und B100) ähneln den Druckverlusten der 0,1 mm Kapillaren. Sowohl bei den Kapillaren als auch bei den groben SIKA B Materialien ist kein oder ein nur sehr geringer Einfluss der Materiallänge auf das Flammenlöschverhalten erkennbar. Die Ergebnisse der Kapillaren decken sich somit mit den Ergebnissen der porösen Materialien. Dies untermauert die Vermutung, dass

der Druckverlust in der Flammensperre das Flammenlöschvermögen der Flammensperre maßgeblich beeinflusst.

#### **4.3.6. Zusammenfassung der Flammensperren-Versuche**

In diesem Abschnitt sind die Ergebnisse und die Analysen der Flammensperren-Versuche zusammengefasst. Auf die einzelnen Untersuchungen an Kapillaren und porösen Materialien sowie auf den Vergleich der beiden Flammensperren-Arten wird hierbei gesondert eingegangen.

##### **Versuche mit Edelstahl- und Glaskapillaren als Flammensperren**

Für die Flammensperren-Experimente mit Kapillaren wurden Glaskapillaren aus 3.3 Borosilikatglas und Edelstahlkapillaren aus SS 316L bzw. 1.4401 eingesetzt. Die Versuche mit Edelstahlkapillaren wurden in drei unterschiedlichen Konfigurationen (siehe Tabelle 3.3) und mit Kapillaren in vier verschiedenen Längen (60, 80, 100 und 120 mm) durchgeführt. In den unterschiedlichen Konfigurationen kamen Kapillaren mit fünf verschiedenen Durchmessern (0,1 bis 0,5 mm) zum Einsatz. Die Glaskapillaren hatten 100 mm Länge bei einem Durchmesser von 0,5 mm.

Anhand der Versuche wurde der Einfluss des Kapillardurchmessers und der Kapillarlänge, die Auswirkungen der Flammeneintrittsposition sowie der Einfluss der Querschnittsfläche bzw. Flamm Austrittsposition auf das Löschvermögen der Kapillare untersucht. Weiterhin konnte durch den Vergleich von Edelstahl- und Glaskapillaren der Effekt des Wandmaterials auf das Flammenlöschverhalten beleuchtet werden. Insgesamt wurden 120 Einzelversuche mit den unterschiedlichen Kapillaren und Konfigurationen durchgeführt. Um das Löschvermögen der Kapillaren zu bewerten, wurde nach Gleichung 2.50 jeweils die größte Péclet-Zahl, bei der noch kein Flammendurchschlag auftrat und die kleinste Péclet-Zahl bei der ein Flammendurchschlag auftrat, berechnet.

Anhand der Versuche konnten folgende Ergebnisse festgehalten werden:

- Die Positionierung der Flammensperre in den geschlossenen Versuchskammern hat großen Einfluss darauf, ob die Flamme innerhalb der Flammensperre gelöscht wird oder nicht. Breitet sich die Flamme mit einer Geschwindigkeit kleiner der Schallgeschwindigkeit in der Versuchskammer aus, so wird das unverbrannte Gemisch vor der Flammenfront kontinuierlich verdichtet und der Druck steigt stetig an. Befindet sich die Flammensperre nun weit vom Ort der Zündung entfernt, so herrscht beim Kontakt der Flammenfront mit der Flammensperre ein deutlich höherer Druck in der Versuchskammer als bei der Zündung. Da die Flammendicke  $\delta_{f,d}$  und damit der

### 4.3. Flammensperren-Versuche: Test und Vergleich von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren

Löschdurchmesser  $d_q$  mit steigendem Druck abnimmt, ist bei einer weiteren Entfernung von der Zündquelle ein kleinerer Durchmesser erforderlich um die Flamme zuverlässig zu löschen. Wird nun die Péclet-Zahl bei der es zum Flammendurchschlag kommt anhand des Druckes und der Temperatur bei Zündung (Zünddruck  $p_z$  und Zündtemperatur  $T_z$ ) bestimmt, so ergeben sich mit zunehmender Distanz von der Zündquelle kleinere Péclet-Zahlen. Werden hingegen die Drücke und die Temperaturen ermittelt, die bei Kontakt der Flammenfront mit der Flammensperre vorliegen, und daraus die Péclet-Zahlen berechnet, so ergeben sich für verschiedene Eintrittspositionen konstante Werte. Somit verursacht der Druckanstieg innerhalb der Versuchskammern den erkennbaren Einfluss der Eintrittsposition. Ergäbe sich kein Druckanstieg bei der Flammenausbreitung, so würde die Position der Flammensperre deren Löschvermögen auch nicht beeinflussen.

- Aufgrund des Einflusses der Eintrittsposition wurden für alle nachfolgenden Untersuchungen die Druck- und Temperaturwerte bestimmt, die sich beim Flammeneintritt in die Kapillare ergaben (bezeichnet als Eintrittsdruck und Eintrittstemperatur). Anhand der hieraus ermittelten Stoffwerte und Flammengeschwindigkeiten wurde dann die Péclet-Zahl berechnet.
- In Konfiguration 3 wurden die Edelstahlkapillaren aller Durchmesser (0,1 - 0,5 mm) mit der Länge 80 mm in versetzter Eintrittsposition getestet. Somit konnte nicht nur der Einfluss der Eintrittsposition, sondern auch der Einfluss des Kapillardurchmessers beleuchtet werden.
- Für die untersuchten Kapillaren mit den Durchmessern 0,1 bis 0,5 mm wurde jeweils die kleinste Péclet-Zahl bei der das erste Mal ein Flammendurchschlag auftrat und die größte Péclet-Zahl, bei der es zu keinem Flammendurchschlag kam, bestimmt. Tabelle 4.4 stellt die beiden erhaltenen Péclet-Zahlen für die eingesetzten Durchmesser dar.

Kapillardurchmesser [mm]	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
Größte Péclet-Zahl ohne Durchschlag	45,4	71,4	56,4	78,1	73,6
Kleinste Péclet-Zahl mit Durchschlag	42,4	62,8	59,2	80,3	70,5

Tabelle 4.4.: Kleinste und größte Péclet-Zahlen für die getesteten Kapillardurchmesser

- Bei den 0,2, 0,3 und 0,5 mm durchmessenden Kapillaren ergeben sich Péclet-Zahlen, die unter Einbeziehung des möglichen Fehlers nahe an den in der Literatur von Spalding, Potter, Poinot, Ciccirelli und Jarsosinsky [135, 185, 187–189] genannten Werten von 50 bis 65 liegen.
- Für die 0,1 mm durchmessenden Kapillare ergeben sich leicht reduzierte Péclet-Zahlen im Bereich 42-45. Diese geringeren Péclet-Zahlen sind auf die erhöhten Eintrittsdrücke bei den Versuchen mit 0,1 mm Kapillaren zurückzuführen. Um bei den



0,1 mm Kapillaren einen Durchschlag hervorzurufen, sind Eintrittsdrücke von ca. 6,8 bar erforderlich, da die abgeleiteten und reduzierten Reaktionsmechanismen nur für Drücke bis 3 bar validiert wurden (siehe [199]), kommt es hier vermutlich zu Abweichungen zwischen den real auftretenden und den berechneten laminaren Flammengeschwindigkeiten. Werden zu geringe Werte für die laminaren Flammengeschwindigkeiten berechnet, kann dies die niedrigeren Péclet-Zahlen bei den 0,1 mm Kapillaren erklären.

- Bei den 0,4 mm Kapillaren ergeben sich leicht erhöhte Péclet-Zahlen von ca. 80. Diese lassen sich auf mögliche Verunreinigungen durch Ruß während der Versuchsreihe zurückführen. Mit den 0,4 mm Kapillaren wurden doppelt so viele Versuche durchgeführt wie mit den anderen Prüflingen. Aus diesem Grund kann es während der Versuchsreihen zu verstärkten Rußablagerungen in den Kapillaren gekommen sein. Da diese Verunreinigungen den Durchmesser der Kapillaren verringern können, ergeben sich nach Gleichung 2.50 zu hohe Péclet-Zahlen für den angenommenen Durchmesser von 0,4 mm.
- Bei weiteren Versuchen wurden Kapillaren in den Längen 60, 80, 100 und 120 mm in Konfiguration 2 (siehe Tabelle 3.3) eingesetzt. In dieser Konfiguration ergibt sich eine identische Flammeneintrittsposition für unterschiedlich lange Kapillaren. So konnte der Einfluss der Kapillarlänge auf das Flammenlöschverhalten gesondert betrachtet werden.
- Es zeigte sich keine Verbesserung der Flammenlöscheigenschaften mit zunehmender Kapillarlänge. Im Gegenteil, bei zunehmender Kapillarlänge ergaben sich Flammendurchschläge bereits bei geringfügig kleineren Péclet-Zahlen. Vermutlich kommt es entweder beim Eintritt der Flamme in die Kapillare oder auf einer kurzen Strecke nach dem Eintritt bereits zum Flammenlöschen. Eine Verlängerung der Kapillare verbessert das Löschverhalten somit nicht. Die leicht sinkenden Péclet-Zahlen mit zunehmender Kapillarlänge lassen sich mit der Streckung der Flamme in den Kapillaren erklären. Da die Druckdifferenz über alle Kapillaren hinweg identisch ist, treten in den kürzeren Kapillaren höhere Strömungsgeschwindigkeiten auf. Diese höheren Strömungsgeschwindigkeiten führen nun zu einer stärkeren Streckung der Flamme. Wird die Flamme stärker gestreckt, so kann sie an den Kapillarwänden bereits bei niedrigeren Drücken gelöscht werden. Die niedrigeren mittleren Geschwindigkeiten in den längeren Kapillaren führen umgekehrt zu einer geringeren Streckung der Flamme. Aufgrund der geringeren Streckung wird die Flamme beim vorliegenden Durchmesser bzw. Druck nicht gelöscht und es ergeben sich geringere kritische Péclet-Zahlen. Der Zusammenhang zwischen Streckung der Flamme und Flammenlöschen wird bspw. auch von Poinso, Meneveau, Abdel-Gayed, Bradley und anderen beschrieben [165–168].
- Bei den durchgeführten Versuchen wurde bereits der sichtbare Flammenaustritt als Versagen der Flammensperre gewertet, auch wenn es nicht zu einer erneuten Entzündung des Frischgemischs kam. In den Fällen, in denen keine Zündung des Frisch-

#### 4.3. Flammensperren-Versuche: Test und Vergleich von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren

Material der Kapillare	Glas	Edelstahl
Größte Péclet-Zahl ohne Durchschlag	71,8	73,6
Kleinste Péclet-Zahl mit Durchschlag	60,0	70,5

Tabelle 4.5.: Kleinste und größte Peclet-Zahlen für die 0,5 mm durchmessenden Glas- und Edelstahlkapillaren

gemischs auftrat, wurde vermutlich nicht genügend Energie in das unverbrannte  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gas eingebracht, um eine Zündung auszulösen. Tritt die Flamme jedoch aus der Flammensperre aus, kann es bei leicht unterschiedlichen Strömungsbedingungen, Gaszusammensetzungen oder aufgrund einer leicht höheren Gasmenge in anderen Fällen zur Zündung kommen. Um diese Annahme zu rechtfertigen, wurde der Einfluss der Austrittsposition/der Austrittsfläche auf die Wiederzündung nach einem Flammendurchschlag untersucht.

- Beim Vergleich der Experimente mit Kapillaren in Konfiguration 1 und 3 (identische und versetzte Flammenaustrittsposition) zeigte sich deutlich, dass bei einer identischen Austrittsposition bereits bei niedrigeren Zünddrücken eine Wiederzündung auftrat. Somit beeinflusst die Austrittsfläche bzw. die Austrittsposition, ob es zu einer Wiederzündung kommt oder nicht. Weiterhin bestätigt dies die zuvor getroffene Annahme, dass bereits das Austreten der Flamme aus der Flammensperre den Versagensfall dieser darstellt.
- Anhand der Versuche mit 0,5 mm durchmessenden Kapillaren aus Glas und Edelstahl konnte der Einfluss des Wandmaterials auf das Flammenlöschverhalten untersucht werden. Laut Literatur [181, 183, 196, 197] sollte bei Temperaturen unter  $600^\circ\text{C}$  das Wandmaterial nahezu keinen Einfluss auf das Löschverhalten der Kapillaren haben. Die Versuche mit Glas- und Edelstahlkapillaren bestätigen dies. Die zum Flammenlöschen erforderlichen Péclet-Zahlen waren bei den Glaskapillaren geringfügig kleiner, als diejenigen, die sich bei den Edelstahlkapillaren ergaben (siehe Tabelle 4.5). Die aufgetretenen Abweichungen könnten in den stark unterschiedlichen Wärmeleitfähigkeiten der Materialien begründet liegen. Ebenfalls könnte die wesentlich glattere Oberflächen der Glaskapillaren den in die Wand eingebrachten Wärmestrom reduzieren und so für das Flammenlöschen kleinere Péclet-Zahlen erforderlich machen. Zusätzlich können kleine Unebenheiten in den Edelstahlkapillaren deren Durchmesser leicht verringern und zu höheren berechneten Péclet-Zahlen beim Flammenlöschen führen. Die geringfügig reduzierten Péclet-Zahlen der Glaskapillaren könnten weiterhin aufgrund der größeren Länge der Glasröhrchen verursacht werden (Glaskapillaren 100 mm, Edelstahlkapillaren 80 mm).
- Es zeigt sich ein Zusammenhang zwischen dem Druckverhältnis von Flammeneintritts- zu Zünddruck ( $p_{\text{ein}}/p_z$ ) und den Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten  $S_F$

innerhalb der Kapillaren. Steigt das Druckverhältnis von Flammeneintritt zu Zünddruck an, so erhöht sich auch die mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme innerhalb der Kapillare. Dieser Effekt lässt sich folgendermaßen erklären: Da ein größeres Druckverhältnis mit einer erhöhten Kompression des unverbrannten Gemischs einhergeht, ergeben sich bei stärkerer Verdichtung des Frischgemischs höhere Temperaturen. Höhere Temperaturen machen eine Selbstzündung des Gemischs wahrscheinlicher und die Selbstzündung des Gemischs kann den Übergang von einer Deflagration zu einer Detonation (DDT) auslösen [115, 118, 137, 170–175]. Tritt innerhalb der Kapillare eine Detonation auf, so ergeben sich deutlich höhere Ausbreitungsgeschwindigkeiten als im Falle einer Deflagration. Somit kann ein höheres Druckverhältnis von Eintritts- zu Zünddruck zu höheren Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten innerhalb der Kapillare führen.

- Die Analyse der mittleren Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten in den Kapillaren lässt vermuten, dass es innerhalb der Kapillaren zum Übergang von einer Deflagration zu einer Detonation kommt (engl. Deflagration-to-detonation transition, DDT). Dies konnte anhand der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen und der optischen Zugänglichkeit der Glaskapillaren bestätigt werden. Die blaue, laminare Flamme tritt in die Kapillaren ein und ist nach einer gewissen Lauflänge als deutliche, gelbe und helle Flamme zu erkennen. Die hell leuchtende Detonation bewegt sich mit einer deutlich höheren Geschwindigkeit fort, als die zuvor eintretende Flamme. Die Betrachtung der mittleren Geschwindigkeiten in den Edelstahl- und Glaskapillaren zeigen Geschwindigkeiten zwischen 150 m/s und 2400 m/s. Die Schallgeschwindigkeit des  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemischs liegt bei 1 bar und 293 K bei 272 m/s, die CJ-Detonationsgeschwindigkeit bei 2205 m/s.

## **Versuche mit porösen Sintermetallen als Flammensperren**

Für ein späteres Raketentriebwerk, das mit vorgemischtem  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Treibstoff betrieben wird, sind kostengünstige und robuste Flammensperren mit einem geringen Gewicht, geringem Bauraum und sehr kleinen Löschdurchmessern erforderlich. Konventionelle Flammensperren weisen einerseits ein zu hohes Gewicht auf, andererseits sind sie für die notwendigen Löschdurchmesser ( $<0,1$  mm) nicht verfügbar. Sehr feine Bohrungen oder Kapillaren sind in den erforderlichen Durchmessern weiterhin nur aufwändig und kostenintensiv oder aber überhaupt nicht zu fertigen. Somit verbleiben als einsetzbare Flammensperren lediglich poröse Strukturen. Diese sind kostengünstig, einfach zu fertigen, klein, leicht und weisen ausreichend schmale Kanäle bzw. Poren auf. Aus diesen Gründen wurde in separaten Testreihen untersucht, inwieweit poröse Sintermetalle aus Edelstahl und Bronze als Flammensperren für das  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemisch geeignet sind.

Für diese Versuche wurden poröse Sintermetall aus Bronze (CuSn12, 2.1052) und Edelstahl (AISI 316L, 1.4404) in 3 verschiedenen Längen (7 mm, 10,5 mm und 21 mm) eingesetzt.

#### 4.3. Flammensperren-Versuche: Test und Vergleich von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren

Untersucht wurden fünf Materialien aus Bronze, Markenname SIKA B und zwei Materialien aus Edelstahl, Markennamen SIKA R (siehe Tabelle 3.5).

Die Randbedingungen und die Ergebnisse der Flammensperren-Versuche mit porösen Materialien lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

- Aufgrund der Ergebnisse aus den Versuchen mit Kapillaren wurden die porösen Materialien so im Versuchsaufbau montiert, dass der Abstand zur Zündquelle für alle Materiallängen konstant ist.
- Die Einbauposition der porösen Sintermetalle zwischen den beiden Versuchskammern (siehe Abbildung 3.8) erlaubte keine Beobachtung des Flammeneintritts in das poröse Material. Somit konnte auch der Eintrittszeitpunkt und damit der Druck, der beim Flammeneintritt in der Kammer herrschte, nicht bestimmt werden. Aus diesem Grund wurden die Péclet-Zahlen auf die Bedingungen bei der Zündung (Zünddruck  $p_z$  und Zündtemperatur  $T_z$ ) bezogen. Da alle Sintermetalle den gleichen Abstand von der Zündkerze aufwiesen, sollte sich ein annähernd gleiches Verhältnis von Zünd- zu Eintrittsdruck für die verschiedenen Materialien einstellen. Aufgrund der geringeren Drücke bei der Zündung waren allerdings deutlich niedrigere Péclet-Zahlen zu erwarten.
- Im Gegensatz zu den Versuchen mit Kapillaren ergab sich bei den Sintermetallen eine sehr weite Streuung der für das Flammenlöschen erforderlichen Péclet-Zahlen. Somit lässt sich nur bei der Wahl sehr kleiner Péclet-Zahlen mit Sicherheit vorhersagen, dass die Flamme im porösen Material gelöscht wird.
- Die geringe Aussagefähigkeit der Péclet-Zahlen bei den porösen Materialien lässt sich auf die Verwendung des äquivalenten Porendurchmessers  $d_p$  zurückführen. Dieser Porendurchmesser gibt lediglich die Abmessungen der scheinbar größten Pore im Material an. In der Realität ergibt sich eine stochastische Verteilung der Porengrößen und kleinere sowie größere Poren sind zu erwarten (siehe Abschnitt 3.3.3). Die Verwendung des äquivalenten Porendurchmessers bei der Bestimmung der Péclet-Zahl liefert somit keine verlässliche Aussage und ist nur bedingt geeignet.
- Bei der weiteren Analyse des Löschverhaltens der porösen Materialien zeigte sich, dass mit zunehmender Materiallänge die Flamme tendenziell auch noch bei höheren Drücken gelöscht werden kann. Mit zunehmender Materiallänge ergaben sich folglich höhere Péclet-Zahlen, bei denen die Flamme noch gelöscht wurde.
- Bei den SIKA B 200, 150 und 100 Materialien ergab sich keine Verbesserung des Flammenlöschvermögens mit zunehmender Länge. Dagegen zeigte sich bei den SIKA B 80, 60 und den SIKA R 200 und 150 Materialien eine deutliche Zunahme der für das Flammenlöschen erforderlichen Péclet-Zahlen.
- Da die Péclet-Zahlen, aufgrund der Ungenauigkeit des äquivalenten Porendurchmessers, nur unzureichend Auskunft über das Löschvermögen der Flammensperre liefern, wurden die erhaltenen Péclet-Zahlen durch den Porendurchmesser dividiert.

- In einem weiteren Schritt wurden die Druckverluste der verwendeten Sintermetalle für eine Referenzgeschwindigkeit von  $v_D = 1$  m/s berechnet. Die Druckverluste für jedes Material wurden anschließend über die durch den Durchmesser geteilten Peclet-Zahlen  $Pe/d_p$  aufgetragen. Es zeigt sich ein Zusammenhang zwischen den berechneten Druckverlusten und den modifizierten Péclet-Zahlen  $Pe/d_p$ . Für die kleinsten auftretenden Wertepaare aus Druckverlust und modifizierter Péclet-Zahl ließ sich eine Tangente definieren. Ergeben sich nun Druckverluste oder  $Pe/d_p$ -Werte die unterhalb dieser Tangente liegen, so tritt kein Flammendurchschlag auf und es kommt zum Flammenlöschen. Bei Wertepaaren oberhalb dieser Gerade kann es zum Flammendurchschlag durch das jeweilige poröse Material kommen.
- Im nächsten Schritt wurde der Zusammenhang zwischen modifizierter Péclet-Zahl und Druckverlust auf einen Zusammenhang zwischen Explosionsdruck und Druckverlust übertragen. Da sich die porösen Materialien in den Tests am äußersten Ende der Versuchskammer befanden, kann davon ausgegangen werden, dass das gesamte Frischgemisch bereits umgesetzt war, wenn es zum Kontakt der Flamme mit dem porösen Material kam. War das gesamte Frischgemisch bereits verbrannt, so lag in der Kammer näherungsweise der Explosionsdruck vor. Somit herrschte beim Kontakt der Flamme mit dem porösen Material in der Kammer der Explosionsdruck.
- Wird der Explosionsdruck über dem normierten Druckverlust aufgetragen, so zeigt sich wiederum ein Zusammenhang zwischen dem Druckverlust des porösen Materials und dem Explosionsdruck, der zu einem Flammendurchschlag führt. Analog zum vorherigen Verfahren lässt sich eine „Tangente“ an die Wertepaare mit der Gleichung:

$$p_{grenz}[bar] = 320\Delta p_V + 2,5[bar] \quad (4.6)$$

definieren. Für Wertepaare unterhalb dieser Tangente kommt es nicht zu einem Flammendurchschlag durch das poröse Material, während sich für Werte oberhalb der Geraden ein Durchschlag ergeben kann.

- Der Vorteil von Gleichung 4.6 gegenüber der Definition über die Péclet-Zahl ist, dass zur Ermittlung der Parameter lediglich allgemeine Eigenschaften des Stoffgemischs wie Verbrennungstemperatur  $T_b$ , molare Masse nach der Verbrennung  $M_b$ , Viskosität  $\nu$ , Dichte  $\rho_u$  sowie die Permeabilitätskoeffizienten  $\alpha_p$  und  $\beta_p$  des porösen Materials bekannt sein müssen. Eine Kenntnis der Reaktionsparameter oder laminaren Flammengeschwindigkeiten und der äquivalente Porendurchmesser ist nicht erforderlich.
- Der Einfluss des Explosionsdrucks  $p_{expl}$  und des Druckverlusts  $\Delta p_V$  auf das Löschverhalten lässt sich in Analogie zur Herleitung des Löschdurchmessers  $d_q$  erklären. So muss ein bestimmtes Verhältnis zwischen der bei der Verbrennung frei werdenden und durch die Wand abgeführten Energie unterschritten werden, damit es zum Flammenlöschen kommt. Treten im porösen Material nun Druckverluste auf, so sinkt die Dichte des unverbrannten Gemischs. Bei geringerer Dichte des Frischgemischs sinkt die pro Volumen frei werdende Wärmeenergie. Da die Porengröße der Materialien

#### 4.3. Flammensperren-Versuche: Test und Vergleich von Kapillaren und porösen Materialien als Flammensperren

über die Länge jedoch annähernd konstant ist, bleibt auch die abgeführte Wärmemenge annähernd gleich. Somit sinkt das Verhältnis zwischen frei werdender und abgeführter Energiemenge und die Flamme kann durch die im Material auftretenden Druckverluste gelöscht werden.

#### Vergleich der Flammensperren-Versuche: Kapillaren und poröse Materialien

Da sich bei den porösen Materialien ein Zusammenhang zwischen der Materiallänge und dem Flammenlöschverhalten ergab, bei den Kapillaren jedoch kein Längeneinfluss erkennbar war, wurde dieser Zusammenhang nochmals gesondert beleuchtet. Im Fall der porösen Materialien lässt sich der Längeneinfluss auf die Druckverluste der verwendeten Materialien zurückführen. Sollte nun der auftretende Druckverlust eine wesentliche Rolle spielen, so müssten sich bei den Kapillaren deutlich geringere Druckverluste ergeben als bei den eingesetzten porösen Materialien.

Um die Versuche mit Kapillaren und porösen Materialien vergleichbar zu machen, wurden zunächst Referenzgeschwindigkeiten ermittelt. Hierzu wurde anhand der in den Versuchen auftretenden Druckdifferenzen zwischen den beiden Versuchskammern die Geschwindigkeiten in den Kapillaren bzw. porösen Materialien berechnet. Für drei Fälle wurden die auftretenden Geschwindigkeiten und die in den Kapillaren und porösen Materialien resultierenden Druckverluste berechnet:

1. Für die kleinste bei einem Flammendurchschlag auftretende Geschwindigkeit in den Poren der Sintermetalle
2. Für die kleinste in den Kapillaren bei einem Flammendurchschlag auftretende Geschwindigkeit
3. Für eine konstante Reynoldszahl von 1000.

Die in den Kapillaren auftretenden Geschwindigkeiten wurden dabei mit den Geschwindigkeiten innerhalb der Poren der Sintermetalle gleichgesetzt. Mittels der Porositäten  $\varphi$  wurden anschließend die Geschwindigkeiten in den Kapillaren auf die Darcy-Geschwindigkeit der porösen Materialien übertragen und daraus die Druckverluste mithilfe der Forchheimer-Gleichung 2.77 berechnet.

Für den zweiten Fall wurde die ermittelte Darcy-Geschwindigkeit aus den Versuchen mit den porösen Materialien über die Porosität in eine Geschwindigkeit innerhalb der Kapillaren umgerechnet. Die Druckverluste der Kapillaren wurden anschließend anhand von Gleichung 2.84 und die Rohrreibungszahl mittels Gleichung 2.81 berechnet.

Die Auswertung der Druckverluste führte zu folgenden Ergebnissen:

- Für jeden der drei genannten Vergleichsfälle ergeben sich bei den porösen Materialien SIKA B 80, B 60, SIKA R 200 und SIKA R 150 deutlich höhere Druckverluste als bei

den Kapillaren. Die Druckverluste der SIKA B 200, 150 und 100 Materialien waren vergleichbar mit den Druckverlusten der 0,1 mm durchmessenden Kapillaren.

- Die Druckverluste der SIKA R 200 und 150 Materialien werden auf einer deutlich geringeren axialen Länge bis zu 20-Mal größer als die Druckverluste der Kapillare mit 0,1 mm Durchmesser.
- Bei den Kapillaren steigt der Druckverlust nur geringfügig mit zunehmender Länge an. Bei den porösen Materialien ergibt sich ein deutlich stärkerer Anstieg des Druckverlusts mit der Länge.
- Die deutlich höheren Druckverluste bei den porösen Materialien ab SIKA B 80 erklären, warum sich bei diesen Materialien ein ausgeprägter Einfluss der Länge auf das Flammenlöschverhalten zeigt. Dagegen lässt sich bei den recht groben SIKA B 200, B 150 und B 100 Materialien keine Verbesserung des Löschverhaltens mit zunehmender Länge erkennen. Dies deckt sich mit den Ergebnissen der Kapillaren. Da die Druckverluste bei den Kapillaren verhältnismäßig gering sind, ist hier kein Einfluss der Länge erkennbar. Erst bei den porösen Materialien mit kleineren Permeabilitätskoeffizienten  $\alpha_p$  und  $\beta_p$  ergibt sich ein signifikanter Druckverlust, der das Löschverhalten dieser Materialien positiv beeinflusst. Somit lässt sich mithilfe der Druckverluste sowohl erklären, warum bei den Kapillaren und porösen Materialien mit großen Porendurchmessern kein Längeneinfluss auf das Löschverhalten erkennbar ist, als auch, warum sich bei den porösen Materialien mit kleineren Porendurchmessern ein deutlicher Längeneinfluss zeigt.

## Kapitel 5.

# Anwendung der Flammensperren für $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Treibstoffe in einer Raketenbrennkammer

Ziel der zuvor beschriebenen Flammensperrenexperimente war es, die Prozesse des Flammenlöschens und Flammendurchschlags zu analysieren und damit adäquate Flammensperren für den Einsatz innerhalb eines Versuchstriebwerks auszuwählen. Da Flammenrückschläge im Versuchstriebwerk nahezu ausschließlich bei der Zündung auftraten, wurde der Vorgang der Zündung und Flammenausbreitung innerhalb der Zündmessstrecke (ZMS) detailliert beleuchtet. Zum Einsatz als Flammensperre im Raketentriebwerk sind dabei poröse Materialien aufgrund ihres geringen Gewichts, ihrer einfachen Herstellung und guten Verfügbarkeit, des kleinen Bauraums sowie der feinen Poren und Kanäle sehr gut geeignet. Zum anwendungsnahen Testen der porösen Flammensperren wurde im Rahmen des DLR Projektes „Future Fuels“ eine modulare Versuchsbrennkammer entwickelt, gefertigt, in mehr als 1000 Heißgastests erprobt und optimiert [29, 89, 90, 111, 265–267, 269, 287–292]. Ziel dieser Brennkammerversuche war es, nicht nur die porösen Flammensperren und Injektoren zu testen, sondern auch geeignete Zündmethoden zu untersuchen, das Verbrenungsverhalten und die Verbrennungseffizienz  $\eta_{c^*}$  zu analysieren, auftretende Wärmelasten zu ermitteln sowie die charakteristischen Brennkammerlänge  $L^*$  des  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemischs zu bestimmen. Im Rahmen der Arbeiten an Lachgas-Kohlenwasserstoff-Mischungen wurden zwei mögliche Antriebssysteme [293] und eine Injektor-Flammensperrenkombination zum Patent angemeldet [294].

Im folgenden Abschnitt werden die Randbedingungen und Ergebnisse der Flammensperrenversuche im Experimentaltriebwerk zusammengefasst und erläutert. Zunächst wird die Einbauposition der Flammensperren im Experimentaltriebwerk anhand einer Schnittzeichnung beschrieben. Davon ausgehend werden die Unterschiede zwischen den Flammensperrenexperimenten und den Brennkammerversuchen dargestellt und diskutiert. Hierbei werden die im Triebwerk auftretenden Strömungszustände mit denen in der Zündmessstrecke verglichen. Trotz der auftretenden Unterschiede konnten anhand der abgeleiteten



Zusammenhänge poröse Materialien erfolgreich als Flammensperren in der Experimentalbrennkammer ausgewählt und eingesetzt werden.

## **5.1. Versuchsbrennkammer und Unterschiede zu den Flammensperrenexperimente in der Zündmessstrecke**

Abbildung 5.1 zeigt eine Schnittzeichnung des  $N_2O/C_2H_4$ -Experimentaltriebwerks in der Ausbaustufe mit Regenerativkühlung.

Links in Abbildung 5.1 ist die Zuleitung dargestellt, mit der das gasförmige  $N_2O/C_2H_4$ -Treibstoffgemisch über das poröse Material in die Brennkammer eingebracht wird. Das poröse Material erfüllt dabei die Funktion des Injektors und wirkt gleichzeitig als Flammensperre. Die Brennkammer selbst besteht aus verschiedenen gekühlten und ungekühlten Segmenten sowie einer Aufnahme für die Düse. Das gekühlte Brennkammersegment enthält einen umlaufenden Kühlkanal mit rechteckigem Querschnitt. Bei der Durchströmung des Kühlkanals nimmt das  $N_2O/C_2H_4$ -Gemisch die Wärme der Verbrennung auf, anschließend wird der Treibstoff dem Injektor zugeführt. In den Brennkammerwänden befinden sich weiterhin Bohrungen für Drucksensoren und Thermoelemente. Gezündet wird das Treibstoffgemisch entweder mittels Zündkerze, wie in der Zündmessstrecke, oder mithilfe einer keramischen Glühkerze.

Bei der Durchführung der Brennkammerversuche zeigte sich, dass zur Verhinderung eines Flammenrückschlags poröse Materialien mit deutlich kleineren Poren eingesetzt werden müssen als in der Zündmessstrecke. Die Verwendung von deutlich feineren porösen Materialien ist erforderlich, da sich innerhalb der Zuleitung und über den Injektor der Brennkammer hinweg ein deutlich unterschiedliches Strömungsbild im Vergleich zur Zündmessstrecke ergibt.

Abbildung 5.2 veranschaulicht die nach der Zündung auftretenden Druckverläufe innerhalb der Versuchsbrennkammer (grüne Linie und grüne Beschriftung) und vergleicht sie mit denen in der Zündmessstrecke (graue Linie und Beschriftung). Im oberen Bereich von Abbildung 5.2 sind die Komponenten der Zündmessstrecke wie Kammer 1 und Kammer 2 bzw. die korrespondierenden Teile des Triebwerks, wie die Zuleitung und die Brennkammer gegenübergestellt. Die Zuleitung bzw. Kammer 2 ist durch die Flammensperre von der Brennkammer bzw. Kammer 1 getrennt. In Kammer 1 bzw. in der Brennkammer wird die Zündung eingeleitet.

Bei den in Abschnitt 4.3 beschriebenen Zündversuchen bewirkt die Zündung und Flam-

### 5.1. Versuchsbrennkammer und Unterschiede zu den Flammensperrenexperimente in der Zündmessstrecke

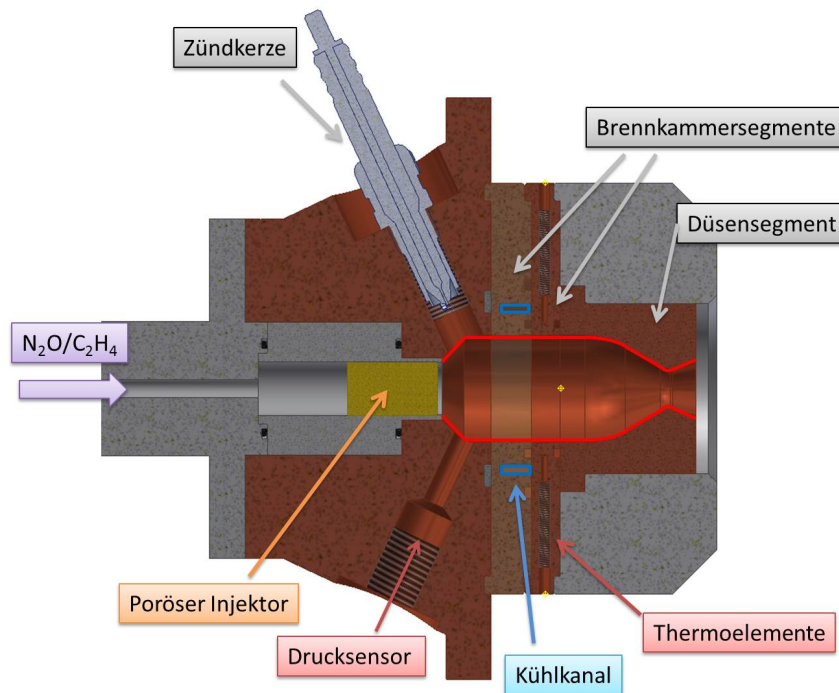


Abbildung 5.1.: Schnittzeichnung der eingesetzten Versuchsbrennkammer für das N<sub>2</sub>O/C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>-Gemisch mit Regenerativkühlung

menausbreitung in Kammer 1 einen starken Druckanstieg. Dieser Druckanstieg verursacht eine Strömung durch die Flammensperre bzw. das poröse Material. Aufgrund der innerhalb der Flammensperre auftretenden Druckverluste, ergibt sich der in Abbildung 5.2 exemplarisch dargestellte Druckverlauf (schwarze Linie) über die Flammensperre hinweg. Der Druck fällt über die Flammensperre ab und erreicht in Kammer 2 den Wert des Zünddruckes.

Im Falle der Triebwerksbrennkammer ergibt sich ein unterschiedliches Bild. Auch hier kommt es zu einem starken Druckanstieg nach der Zündung des N<sub>2</sub>O/C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>-Gemischs. Da die Flamme innerhalb der Brennkammer aufgrund der Strömungsbedingungen turbulent ist, folgt eine deutlich schnellere Flammenausbreitung als innerhalb der ersten Kammer der Zündmessstrecke. Im Gegensatz zu den Versuchen in der Zündmessstrecke liegt bei den Brennkammerversuchen der Zuleitungsdruck jedoch deutlich über dem späteren Brennkammerdruck. Somit ergeben sich je nach Druckspitze in der Brennkammer unterschiedliche Druckverläufe über das poröse Material hinweg (siehe grüne Linie in Abbildung 5.2). Die Druckspitze in der Brennkammer wird dabei unter anderem vom bei der Zündung vorliegenden Druck, dem Mischungsverhältnis, der Größe des Düsenhalses und der Turbulenz der Strömung beeinflusst. Im Gegensatz zur Zündmessstrecke ergeben sich somit deutlich komplexere Strömungsverhältnisse.

Für den Prozess des Flammenlöschens folgen dadurch für das Versuchstriebwerk und die

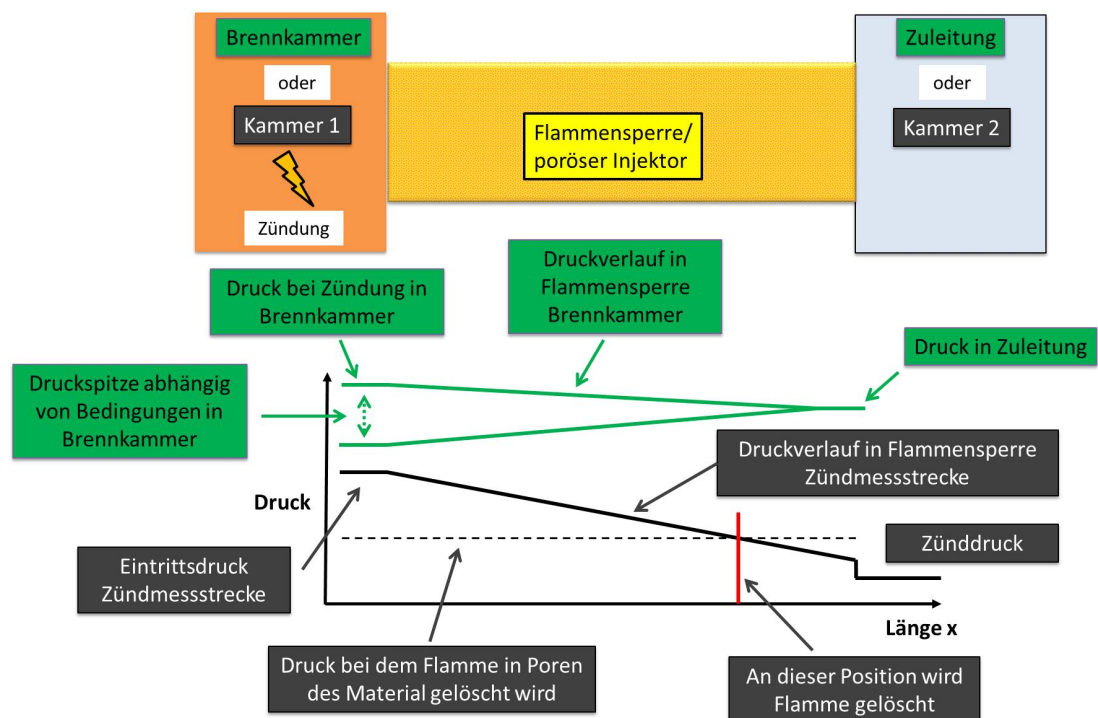


Abbildung 5.2.: Exemplarische Druckverläufe innerhalb der Zündmessstrecke und des Experimentaltriebwerks

Zündmessstrecke unterschiedliche Fälle. Während innerhalb der Zündmessstrecke der auftretende Druckverlust über das poröse Material hinweg das Verlöschen der Flamme begünstigt (siehe Abschnitt 4.3.4), können sich im Falle der Brennkammer verschiedene Druckverläufe über die Flammensperre hinweg ergeben:

1. **Die Druckspitze bei der Zündung liegt unterhalb des Zuleitungsdruckes**  
Liegt die Druckspitze bei der Zündung unterhalb des Zuleitungsdruckes und die Flamme tritt in das poröse Material des Versuchstriebwerks ein, so steigt der Druck innerhalb des Materials über dessen Lauflänge an. Aufgrund des Druckanstieges kann die Flamme, bei Annahme einer konstanter Porengröße, nicht mehr gelöscht werden. Somit muss in diesem Fall die Porengröße bereits beim Eintritt der Flamme ausreichend klein sein, um die Flamme bei der während der Zündung auftretenden Druckspitze sicher löschen zu können. Da sich im Vergleich zur Zündmessstrecke der Druckverlauf über das poröse Material umkehrt und die Flamme entgegen der Strömungsrichtung propagiert, beeinflussen die auftretenden Druckverluste in diesem Fall das Flammenlöschverhalten nicht.
2. **Die Druckspitze bei der Zündung befindet sich auf dem Niveau des Zuleitungsdruckes**  
Erreicht die Druckspitze Werte des Zuleitungsdruckes und die Flamme kann in das

### 5.1. Versuchsbrennkammer und Unterschiede zu den Flammensperrenexperimente in der Zündmessstrecke

poröse Material eintreten, so wird bei konstanter Porengröße die Flamme an keiner Stelle des porösen Materials gelöscht. Bei konstanter Porengröße ist der Löschdurchmesser der Flamme stets kleiner als die Porengröße und die Flamme schlägt durch das poröse Material hindurch. In diesem Fall spielen die Druckverluste des porösen Materials ebenfalls keine Rolle.

#### 3. Die Druckspitze bei der Zündung erreicht Werte oberhalb des Zuleitungsdruckes

Werden bei der Zündung Druckspitzen oberhalb des Zuleitungsdruckes erreicht und die Flamme tritt in das poröse Material ein, so kann die Flamme innerhalb des porösen Materials gelöscht werden. Damit es zum Flammenlöschen kommt, muss der Druck innerhalb der Flammensperre jedoch soweit absinken, dass die resultierenden Löschdurchmesser größere Werte als die Porendurchmesser annehmen. In diesem Fall kann der auftretende Druckverlust des porösen Materials das Flammenlöschverhalten beeinflussen.

Werden die drei Fälle betrachtet, so spielt der Druckverlust der Flammensperre für die Anwendung im Triebwerk nur eine untergeordnete Rolle.

In einem weiteren Schritt bedeutet dies, dass die Flammensperre bei der Anwendung im Triebwerk auf den maximal auftretenden Druck bei der Zündung ausgelegt werden sollte. Da die genaue Höhe der bei der Zündung auftretenden Druckspitze im Triebwerk von Parametern wie dem Düsenhalsdurchmesser, dem vorliegenden Massenstrom, dem exakten Zeitpunkt der Zündung, der Geometrie der Brennkammer und weiteren abhängt, ist eine exakte Abschätzung der Druckspitze allerdings nur schwer möglich.

Als worst-case Annahme zur Auswahl der Flammensperre wird deshalb der auf die Zuleitungsbedingungen (Druck, Temperatur und Mischungsverhältnis) bezogene Explosionsdruck herangezogen. Selbst wenn der Druck bei der Zündung kurzfristig über den Zuleitungsdruck ansteigt und sich eine Strömung von der Brennkammer in die Zuleitung ergibt, sollte die Auslegung auf den Explosionsdruck des Zuleitungsdrucks dafür sorgen, dass die Flamme spätestens am Austritt des porösen Materials gelöscht wird. Auch für den Einsatz von Flammensperren im Zuleitungssystem eignet sich die Annahme des auf die Zuleitungsbedingungen bezogenen Explosionsdruckes. Im Vergleich zur Zündmessstrecke herrschen in den Zuleitungen zur Brennkammer jedoch Drücke bis zu 50 bar. Damit erreichen die berechneten Explosionsdrücke Werte bis 910 bar, sie liegen damit deutlich höher als die innerhalb der Zündmessstrecke aufgetretenen Explosionsdrücke.

Folglich müssen für den sicheren Einsatz innerhalb des Versuchstriebwerks Materialien mit wesentlich kleineren Poren zum Einsatz kommen.

Tabelle 5.1 zeigt die im Triebwerk eingesetzten und getesteten Flammensperren sowie ihre Materialparameter. Im Gegensatz zu den meisten innerhalb der Zündmessstrecke eingesetzten Materialien (siehe 3.5) ergeben sich deutlich kleinere äquivalente Porendurchmesser  $d_p$ . Zur besseren Vergleichbarkeit der Triebwerks- und Zündmessstrecken-Versuche wurde der Durchmesser und die eingesetzten Längen der porösen Materialien bis auf geringe,

Material	B 12	B 20	B 30	R 50	R 80	R 100	R 150
Länge [mm]	7; 10,5; 21						
Ø [mm]	12						
$d_p$ [ $\mu m$ ]	37,39	57,33	66,15	143,33	172	191,11	245,71
$\alpha_p$ [ $10^{-12}m^2$ ]	6	10	14	36	52	65	117
$\beta_p$ [ $10^{-7}m$ ]	64	83	89	36	48	58	53
Porosität Hersteller [%]	32	38	36	47	49	50	48
Porosität Gemessen [%]	25,72	-	-	46,71	49,79	51,13	47,50
Partikelgröße Rohpulver [ $\mu m$ ]	60-90	80-150	100- 200	500- 700	500- 700	500- 700	800- 1200

Tabelle 5.1.: Eigenschaften der im Versuchstriebwerk eingesetzten porösen Sintermetalle. Werte für  $d_p$  nach Gleichung 2.75 und Herstellerangaben [254].  $\alpha_p$  und  $\beta_p$  aus Datenblatt des Herstellers [254]. Porosität und Partikelgröße des Rohpulvers wurden vom Hersteller auf Anfrage mitgeteilt, zusätzlich wurde die Porosität anhand der Materialdichte und Prüflingsgeometrie bestimmt.

herstellungsbedingte Abweichungen konstant gehalten. Anzumerken ist, dass nicht jedes Material aus Tabelle 5.1 in allen Längen im Triebwerk eingesetzt wurde.

Neben den abweichenden Druckverläufen in der Zündmessstrecke und dem Versuchstriebwerk ergeben sich weitere Unterschiede. Diese sind im Einzelnen:

- Innerhalb der Zündmessstrecke wird nur gasförmiges Treibstoffgemisch verwendet, in der HyNOx-Raketenbrennkammer wird sowohl gasförmiges als auch flüssiges Treibstoffgemisch eingesetzt.
- Vor der Zündung ruht das Gasgemisch innerhalb der Zündmessstrecke, es liegt keine Strömung vor. Demgegenüber strömt das Gasgemisch im Triebwerk sehr schnell durch den Injektor, dies führt zu einer turbulenten Strömung innerhalb der Brennkammer. Durch die erhöhte Turbulenz in der Brennkammer kann sich dort eine höhere Flammenausbreitungsgeschwindigkeit ergeben. Zusätzlich führt die hochturbulente Strömung zu einer turbulenten Flamme, die auf die Flammensperre trifft. Wie im

## 5.2. Einsatz der porösen Flammensperren im Versuchstriebwerk

Grundlagenkapitel (2.2.2) ausgeführt, können die Löschdurchmesser bei turbulenten Flammen bis zum Faktor zwei kleiner sein als bei laminaren Flammen.

- Der Druckanstieg innerhalb der Zündmessstrecke kann aufgrund des geschlossenen Volumens schneller erfolgen als innerhalb der Brennkammer. Durch die konvergent-divergente Düse der Brennkammer kann während des Flammenausbreitungsprozesses Gas ausströmen, sodass der Druckanstieg möglicherweise langsamer abläuft. Ob der Druckanstieg in der Brennkammer insgesamt langsamer oder schneller als in der Zündmessstrecke abläuft, hängt schlussendlich davon ab wie turbulent die Strömung in der Brennkammer ist und wie viel Gas beim Druckanstieg durch die Düse entweichen kann.
- Die Experimente innerhalb der Zündmessstrecke wurden ausschließlich mit stöchiometrischem oder nahe stöchiometrischem  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$  Gemisch durchgeführt. Für magerere oder fettere Mischungen ergeben sich veränderte laminare Flammengeschwindigkeiten sowie unterschiedliche Gaseigenschaften (Dichte, Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität) und folglich auch unterschiedliche Löschdurchmesser (bei Annahme einer konstanten Pécelet-Zahl). Nichtsdestotrotz stellt die Ermittlung der Löschdurchmesser  $d_q$  beim stöchiometrischen Gemisch eine Art worst-case Szenario dar, da die Löschdurchmesser in der Nähe der stöchiometrischen Zusammensetzung die kleinsten Werte aufweisen (siehe Anhang E, Abbildung E.5b).
- Die Positionen der Zündkerze/Zündquelle im Triebwerk und in der Zündmessstrecke unterscheiden sich. Um die hieraus entstehenden Unterschiede zu beleuchten, wurde innerhalb der Zündmessstrecke der Einfluss des Abstandes zwischen Zündquelle und Flammensperre untersucht.

## 5.2. Einsatz der porösen Flammensperren im Versuchstriebwerk

Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, ergeben sich für den Einsatz der Flammensperren und porösen Materialien im Triebwerk und innerhalb der Zündmessstrecke stark unterschiedliche Strömungsbedingungen (siehe Abbildung 5.2). Aufgrund der Unterschiede in den Strömungsbedingungen spielt für die Anwendung im Triebwerk der innerhalb des porösen Materials auftretende Druckverlust eine untergeordnete Rolle. Somit lässt sich der abgeleitete Zusammenhang zwischen Druckverlust und Explosionsdruck aus Abschnitt 4.3.4 nicht auf die Triebwerksversuche anwenden.

Deutlich wird dies bei der Auswertung der Triebwerksversuche und der Analyse, unter welchen Bedingungen es zum Flammendurchschlag kam. Abbildung 5.3 stellt für 52 Brennkammerversuche die berechneten Druckverluste und die anhand der Zuleitungsbedingungen ermittelten Explosionsdrücke dar.

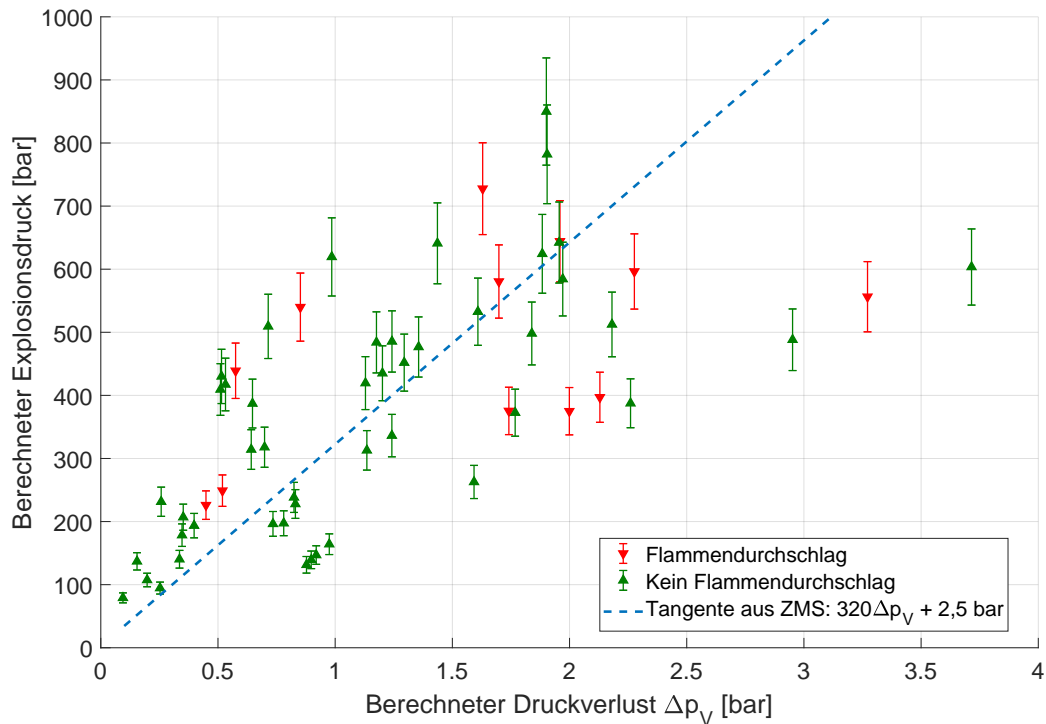


Abbildung 5.3.: Anhand der Zuleitungsbedingungen (Druck, Temperatur) berechnete Druckverluste und Explosionsdrücke für Flammdurchschlag und keinen Flammdurchschlag im Triebwerk,  $v_D=1 \text{ m/s}$

Zur Berechnung der Druckverluste (nach Gleichung 2.77) und Explosionsdrücke (nach Gleichung 2.69) wurden dabei jeweils die Drücke, Mischungsverhältnisse und Temperaturen aus den Zuleitungen zum Triebwerk im Moment der Zündung herangezogen. Da die Drücke und Massenströme während der Zündung in den Zuleitungen noch ansteigen und sich das Mischungsverhältnis dadurch ebenfalls noch verschiebt, wurde ein Fehler von  $\pm 10\%$  auf die ermittelten Druckwerte in den Zuleitungen angenommen.

Die grünen Dreiecke in Abbildung 5.3 stellen den Explosionsdruck für ein gegebenes Material dar, bei dem kein Flammdurchschlag auftrat. Die roten Dreiecke kennzeichnen die Kombinationen aus Explosionsdruck und Druckverlust, bei denen ein Flammdurchschlag auftrat. Im Gegensatz zu Abbildung 4.41 ergibt sich in Abbildung 5.3 eine weite Streuung der erhaltenen Wertepaare. Zusätzlich treten bei einigen Versuchen Explosionsdrücke auf, die nach Gleichung 4.6 (blaue Linie in Abbildung 5.3) keinen Flammdurchschlag zulassen sollten. Somit verdeutlicht das Diagramm 5.3 die in Abbildung 5.2 dargestellten Unterschiede in den Druckverläufen innerhalb des Triebwerks und der Zündmessstrecke. Bei den Triebwerksversuchen ergeben sich, je nach Höhe der auftretenden Druckspitze bei der Zündung, gegenüber der Zündmessstrecke deutlich veränderte Strömungsbedingungen innerhalb der porösen Materialien und damit auch unterschiedliche Druckverläufe über

## 5.2. Einsatz der porösen Flammensperren im Versuchstriebwerk

die porösen Materialien hinweg. Aufgrund der veränderten Randbedingungen im Versuchstriebwerk ist kein eindeutiger Zusammenhang zwischen dem berechneten Druckverlust und dem Flammenlöschverhalten des Materials erkennbar. Da die Druckverluste der porösen Materialien mit der Länge skalieren, ergibt sich somit auch keine sichtbare Veränderung des Flammenlöschverhaltens mit zunehmender Länge des porösen Materials.

In den Brennkammerversuchen konnte jedoch durch den Einsatz poröser Materialien mit kleineren Porendurchmessern auch bei höheren Drücken erfolgreich Flammendurchschläge verhindert werden. Die Länge des porösen Materials beeinflusst das Flammenlöschverhalten nicht, die reale Porengröße oder die Porenverteilung scheint jedoch eine Rolle zu spielen. Um diesen Zusammenhang zu beleuchten, wurden die bei der Zündung auftretenden Explosionsdrücke berechnet und über dem äquivalente Porendurchmesser  $d_p$  aufgetragen. Abbildung 5.4 stellt die so ermittelten Explosionsdrücke, bei denen kein Flammendurchschlag auftrat und die Explosionsdrücke, bei denen es zu einem Flammendurchschlag kam über den äquivalenten Porendurchmessern  $d_p$  der verwendeten porösen Materialien dar.

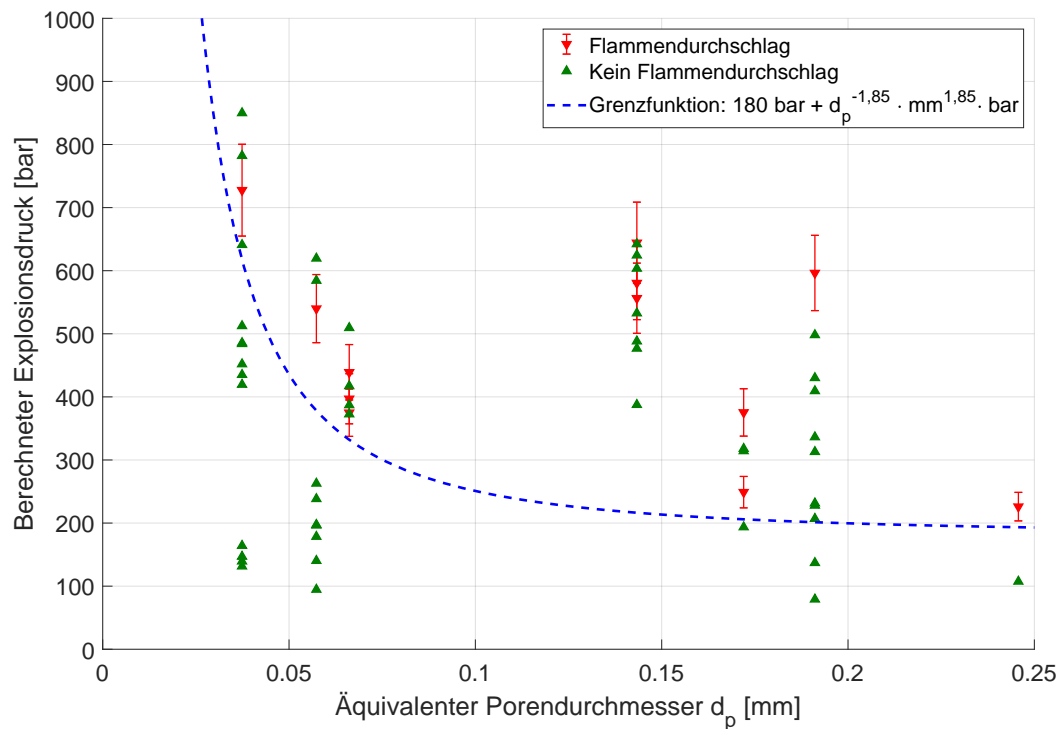


Abbildung 5.4.: Anhand der Zuleitungsbedingungen (Druck, Temperatur) berechnete Druckverluste pro Länge des porösen Materials sowie Explosionsdrücke für Flammendurchschlag und keinen Flammendurchschlag im Triebwerk

In Abbildung 5.4 wurden die Explosionsdrücke jeweils anhand des Zustandes in der Zuleitung zur Versuchsbrennkammer (Druck, Temperatur, Mischungsverhältnis) im Moment



der Zündung berechnet. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind die Fehlerbalken der grünen Datenpunkte nicht dargestellt. Wie anhand von Abbildung 5.4 zu erkennen ist, ergeben sich teilweise große Streuungen der Werte, bei denen ein Flammendurchschlag auftritt. So kommt es in einzelnen Fällen bei einem bestimmten Explosionsdruck bereits zu einem Flammendurchschlag, während bei leicht höherem Explosionsdruck kein Flammenrückschlag auftritt (siehe bspw. bei einem Porendurchmesser von 0,037 mm und 730 bzw. 850 bar). Weiterhin können für Materialien mit größeren Poren (vgl. bspw. Porendurchmesser 0,066 mm mit 0,143 mm) deutlich höhere Explosionsdrücke erforderlich sein, um einen Flammendurchschlag hervorzurufen. Diese Unterschiede und Streuungen in Abbildung 5.4 lassen sich auf die im Folgenden genannten Ursachen zurückführen:

- a) In den Triebwerksversuchen wurden verschiedene Chargen an porösen Materialien eingesetzt. Zwischen den Materialchargen kann es zu Unterschieden in der Porengröße oder Porenverteilung gekommen sein.
- b) Es wurden poröse Materialien mit unterschiedlichen Längen eingesetzt. Auch wenn der auftretende Druckverlust nur eine untergeordnete Rolle spielt, so könnte er die Ergebnisse dennoch beeinflussen.
- c) In den Versuchen wurden Düsen mit unterschiedlichen Düsenhalsdurchmessern bei verschiedenen Massenströmen eingesetzt. Wie bereits beschrieben kann ein kleinerer Düsenhals zu einer höheren Druckspitze in der Brennkammer führen, da während des Zündvorgangs weniger Gas durch den Düsenhals entweichen kann. Ein höherer Massenstrom kann bei konstantem Düsenhalsdurchmesser ebenfalls zu höheren Druckspitzen führen, da sich vor der Zündung schneller ein höherer Druck in der Brennkammer einstellt.
- d) Der äquivalente Porendurchmesser  $d_p$  bezeichnet einen unter Standardbedingungen gemessenen Wert für die größte, auftretende Pore (vgl. Abschnitt 2.3). In der Realität ergibt sich eine stochastische Verteilung der Porengrößen, so sind sowohl größere als auch kleinere Poren im Material vorhanden. Sind im verwendeten Material deutlich kleinere Poren vorhanden, so kann sich ein Flammendurchschlag erst bei höheren Explosionsdrücken ergeben.
- e) Es wurden verschiedene Arten von porösen Materialien eingesetzt. Die Sintermetalle aus Edelstahl und Bronze weisen eine unterschiedliche Porenstruktur sowie Porosität auf (vgl. Abbildung 3.7). Die unterschiedliche Porenstruktur und Porosität kann das Löschverhalten der Materialien zusätzlich beeinflussen.

Trotz der oben genannten Einschränkungen lässt sich anhand der Messwerte aus Abbildung 5.4 eine Grenzfunktion definieren, unterhalb derer kein Flammendurchschlag mehr zu beobachten war (blaue Kurve in Abbildung 5.4). Diese Kurve folgt der Gleichung 5.1:

$$p_{\text{grenz},TW} = 180[\text{bar}] + 1/d_p^{1,85} \cdot [\text{mm}^{1,85} \cdot \text{bar}] \quad (5.1)$$

## 5.2. Einsatz der porösen Flammensperren im Versuchstriebswerk

Hierbei kennzeichnet  $d_p$  den Porendurchmesser des jeweiligen Materials in mm.

Sind die maximal auftretenden Explosionsdrücke sowie die äquivalenten Porendurchmesser des Materials bekannt, so kann anhand von Gleichung 5.1 bestimmt werden, ob es zu einem Flammenrückschlag kommt oder nicht. Weiterhin kann für einen gegebenen Explosionsdruck ermittelt werden, welche Porengröße ein poröses Material aufweisen muss, um als Flammensperre geeignet zu sein.

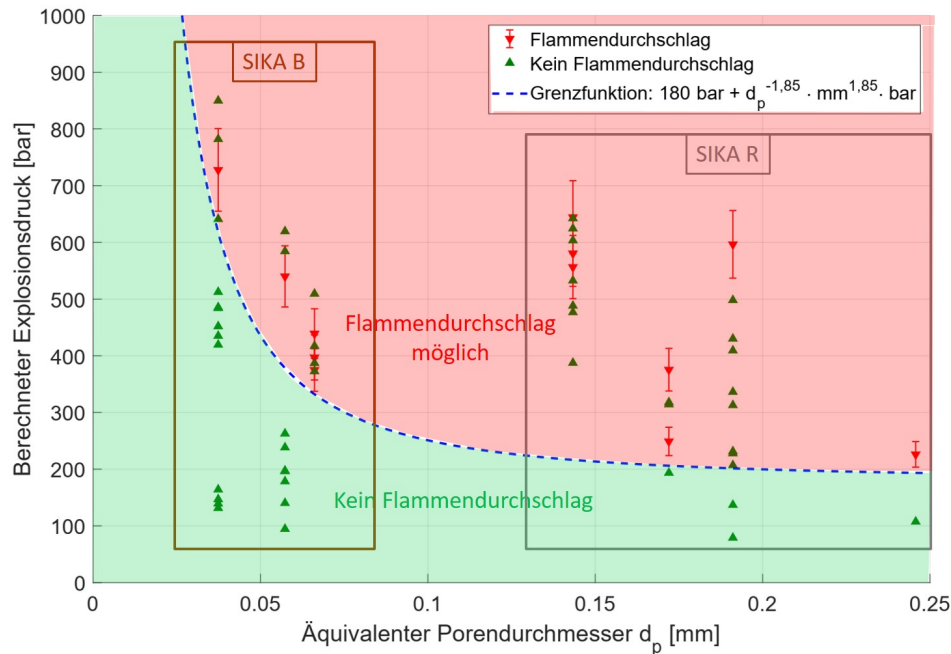


Abbildung 5.5.: Explosionsdrücke mit und ohne Flammendurchschlag für die Brennkammerversuche aufgetragen über die äquivalenten Porendurchmesser der eingesetzten porösen Materialien

In Abbildung 5.5 sind die Bereiche, in denen ein Flammendurchschlag aufgetreten ist und die Bereiche, in denen kein Flammendurchschlag auftrat farblich hinterlegt. Zusätzlich wurden die eingesetzten SIKA R und SIKA B Materialien markiert.

Auffällig in Abbildung 5.5 bzw. 5.4 ist, dass für zwei der verwendeten SIKA R Materialien (SIKA R 50, Porendurchmesser 0,143 mm und SIKA R 100, Porendurchmesser 0,246 mm) Flammendurchschläge erst bei deutlich erhöhten Explosionsdrücken auftreten. Diese Unterschiede könnten aufgrund der jeweils eingesetzten Materialcharge und dem Herstellungsprozess der SIKA R Materialien aufgetreten sein. So wurde vom Hersteller auf Nachfrage mitgeteilt, dass die SIKA R 100, R 80 und R 50 Materialien aus Metallpulver mit identischer Partikelgröße hergestellt werden. Das Rohpulver aus dem die Materialien geformt werden, besteht aus Partikeln mit Durchmessern zwischen 500-700  $\mu\text{m}$  (siehe Tabelle 5.1). Die unterschiedlichen Porengrößen der SIKA R Materialien werden vom Hersteller ausschließlich über den Sinterprozess eingestellt. Kommt es nun zu kleinen Abweichungen im Sinterprozess, so können deutlich unterschiedliche Porengrößen resultieren. Zusätzlich

ergibt sich bei den Edelstahlmaterialien eine wesentlich chaotischere Porenstruktur als bei den Bronzematerialien (vgl. Abbildung 3.7). Diese Unterschiede in der Porenstruktur können die real auftretende Porengröße zusätzlich beeinflussen. Demgegenüber werden bei der Herstellung der SIKA B Materialien zum Erreichen von kleineren Porendurchmessern bereits Rohpulver mit geringeren Partikelgrößen eingesetzt (vgl. Tabelle 5.1).

Auf Basis der durchgeführten Versuche lassen sich zusammenfassend die folgenden Auslegungsrichtlinien zur Vermeidung von Flammenrückschlägen im Versuchstriebwerk festhalten:

1. Anhand der maximal zu erwartenden Explosionsdrücke in der Treibstoffzuleitung kann mithilfe von Gleichung 5.1 ein geeignetes poröses Material ausgewählt werden.
2. Da sich mit zunehmender Länge des porösen Materials im Triebwerk keine wesentliche Verbesserung des Löschverhaltens einstellt, kann in der Brennkammer ein möglichst kurzes poröses Material eingesetzt werden. Hierdurch können die durch die Flammensperre bzw. den Injektor hervorgerufenen Druckverluste während des stationären Betriebs gering gehalten werden. Weiterhin ergeben sich bei konstantem Massenstrom, identischem Brennkammerdruck und kleinerem Druckverlust geringere Zuleitungsdrücke bei Verwendung eines kürzeren porösen Materials. Geringere Zuleitungsdrücke haben niedrigere maximal auftretende Explosionsdrücke zur Folge.
3. Um Druckspitzen bei der Zündung zu vermeiden, kann der Massenstrom beim Anfahren des Triebwerks reduziert werden. Ist die Zündung erfolgt, so kann der Massenstrom erhöht werden. Zusätzlich könnte die Zünd- oder Glühkerze automatisch deaktiviert werden, wenn ein gewisses Druckniveau in der Brennkammer ohne Zündung überschritten wird.
4. Durch den Einsatz eines größeren Düsenhalsdurchmessers kann die Druckspitze bei Zündung reduziert werden. Hierdurch wird auch der Brennkammerdruck im stationären Betrieb reduziert, was für zusätzlich Sicherheitsmargen sorgt.
5. Um den Zuleitungsdruck bei identischem Massenstrom zu reduzieren, kann die Querschnittsfläche des porösen Materials erhöht werden. Bei einer größeren Querschnittsfläche sinkt der Druckverlust über den Injektor und der Zuleitungsdruck sinkt. Geringere Zuleitungsdrücke rufen geringere Explosionsdrücke hervor und senken so das Risiko für einen Flammenrückschlag.
6. Wird die Zündquelle nahe an der Flammensperre platziert und der Abstand zwischen Zündquelle und Flammensperre verringert sich, so kann die Flamme schneller die Flammensperre erreichen. Je nachdem, wie schnell der Druck bei der Zündung ansteigt, kann die Flamme so bei geringeren Drücken auf die Flammensperre auftreffen. Herrscht bei Kontakt der Flamme mit der Flammensperre ein geringerer Druck vor, so ergeben sich beim Eintritt größere Löschdurchmesser. Damit erhöht sich die Wahrscheinlichkeit, dass die Flammensperre die Flamme löschen kann.

### 5.3. Zusammenfassung der Flammensperrenversuche im Experimentaltriebwerk

Im Experimentaltriebwerk wurden für die meisten Versuche die Materialien aus Sinterbronze in Feinheiten kleiner B 30 eingesetzt. Beim Einsatz der SIKA R Materialien zeigt sich, dass diese Materialien aufgrund der hohen auftretenden Temperaturen und Wärmeströme bei längeren Versuchszeiten versagen. Die SIKA B Materialien sorgen jedoch für eine ausreichende Wärmeabfuhr, sodass sie auch in stationären Langzeitversuchen (Versuchszeit >10 Minuten) erfolgreich im Triebwerk eingesetzt werden konnten.

Eine kurze Zusammenfassung der weiteren Ergebnisse, die anhand der Triebwerksversuche erhalten wurden, findet sich in Anhang F

## 5.3. Zusammenfassung der Flammensperrenversuche im Experimentaltriebwerk

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wurde zunächst die eingesetzte Raketenbrennkammer zur Erprobung des  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemischs beschrieben. Anschließend folgte die Diskussion der Unterschiede zwischen den Experimenten in der Zündmessstrecke und den Heißgastests in der Versuchsbrennkammer. Aufgrund der hohen Förderdrücke in den Zuleitungen der Brennkammer ergeben sich, verglichen mit der Zündmessstrecke, über die Flammensperre und den Injektor veränderte Druckverläufe und Strömungsbedingungen.

Je nach auftretender Druckspitze im Versuchstriebwerk können sich verschiedene Druckverläufe über das poröse Material hinweg ergeben. So kann die Druckspitze Werte unter, über oder in der Größenordnung des Zuleitungsdruckes erreichen. Während die Druckspitze im Versuchstriebwerk von der Brennkammer- und Düsengeometrie, vom Zeitpunkt der Zündung, dem Massenstrom etc. abhängt, stellen die Zuleitungsbedingungen (Druck, Temperatur und Mischungsverhältnis) eine definierte und gut messbare Größe dar. Da der Zuleitungsdruck stromauf des porösen Materials unabhängig von der auftretenden Druckspitze ist, wurden die Druckverluste der porösen Materialien und die Explosionsdrücke jeweils auf die Zuleitungsbedingungen des Triebwerks bezogen. Selbst wenn innerhalb der Brennkammer höhere Druckspitzen als der Zuleitungsdruck erreicht werden, so sollte bei einer Auslegung der Flammensperre auf den Zuleitungsdruck die Flamme spätestens beim Austritt aus dem porösen Material gelöscht werden.

Der Druckverlauf und die Strömungsbedingungen über die poröse Flammensperre hinweg sorgen dafür, dass die Länge und der hierdurch verursachte Druckverlust des porösen Materials keinen oder nur einen geringen Einfluss auf das Löschverhalten der Flammensperre im Triebwerk zeigen. Folglich lässt sich der in Abschnitt 4.3.4 abgeleitete Zusammenhang zwischen Druckverlust und Explosionsdruck nicht auf die Flammensperren im Triebwerk übertragen.

Die Länge des Materials hat keinen oder nur geringen Einfluss auf das Löschverhalten der Flammensperre im Triebwerk, jedoch zeigte sich, dass mit sinkender Porengröße Flammen bei erhöhten Explosionsdrücken noch zuverlässig gelöscht werden können. Aus die-

sem Grund wurde der Zusammenhang zwischen dem äquivalenten Porendurchmesser und dem Explosionsdruck näher untersucht. Die Analyse ergab, dass sich für die Anwendung der porösen Flammensperren im Versuchstriebwerk ein Zusammenhang zwischen dem auf die Zuleitungsbedingungen bezogenen Explosionsdruck  $p_{expl}$  und dem äquivalenten Porendurchmesser  $d_p$  ergibt. So konnte anhand der Triebwerksversuche eine Grenzkurve (Gleichung 5.1, siehe Abbildung 5.5) definiert werden, sie trennt die Bereiche mit und ohne Flammendurchschlag voneinander:

$$p_{grenz,TW} = 180[bar] + 1/d_p^{1,85} \cdot [mm^{1,85} \cdot bar] \quad (5.1)$$

Beim Überschreiten der Grenzkurve kann ein Flammendurchschlag auftreten, beim Unterschreiten war in den Versuchen kein Flammendurchschlag festzustellen. Somit konnte anhand der Brennkammerversuche ebenfalls ein Kriterium für die Auswahl der porösen Materialien als Flammensperren abgeleitet werden. Zur Auswahl des porösen Materials sind die Porengrößen des Materials sowie die Stoffdaten des reagierenden Gemischs zur Berechnung der Explosionsdrücke notwendig.

Weiterhin konnten anhand der Erfahrungen aus den Brennkammerversuchen sechs Auslegungsrichtlinien abgeleitet werden, die das Risiko für einen Flammenrückschlag senken und die Auswahl einer geeigneten porösen Flammensperre erlauben.

Eine Kurzfassung der weiteren Ergebnisse, die mithilfe der Experimentalbrennkammern erhalten wurden, findet sich in Anhang F.

## Kapitel 6.

# Zusammenfassung und Ausblick

Vorgemischte, grüne Monopropellants aus Lachgas ( $\text{N}_2\text{O}$ ) und Brennstoffen (wie  $\text{C}_2\text{H}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_6$  oder  $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ ) bieten gegenüber konventionell genutztem Hydrazin mehrere Vorteile: Ein spezifischer Impuls ( $I_{sp}$ ) von über 300 s ist erreichbar, die Bestandteile sind weder krebserregend noch toxisch und die Komponenten können weltweit kostengünstig bezogen werden.

Aufgrund dieser Vorteile entschloss sich das DLR eine Treibstoffmischung aus Lachgas ( $\text{N}_2\text{O}$ ) und Ethen ( $\text{C}_2\text{H}_4$ ) näher zu untersuchen. Erste Heißgasversuche mithilfe einer Versuchsbrennkammer zeigten jedoch, dass ohne den Einsatz einer adäquaten Flammensperre leicht Flammenrückschläge auftreten können. Kommt es bei der späteren Anwendung im Raumfahrzeug zu Flammenrückschlägen, so können schwere Beschädigungen oder gar die Zerstörung des Raumfahrzeugs die Folge sein.

Folglich müssen zunächst geeignete Flammensperren für den vorgemischten, grünen Raketentreibstoff aus  $\text{N}_2\text{O}$  und  $\text{C}_2\text{H}_4$  entwickelt werden. Poröse Sintermetalle scheinen sich dabei aufgrund ihrer kleinen und leichten Bauweise, der kostengünstigen Herstellung sowie kleiner Porengrößen gut als Flammensperren für ein Raumfahrzeug zu eignen. Dagegen erschweren die chaotische Struktur sowie eine statistische Verteilung der Porengrößen jedoch die Vorhersage der Flammenlöscheigenschaften von porösen Materialien.

Aus diesem Grund war es Ziel der vorliegenden Arbeit unterschiedliche Arten von Flammensperren wie Kapillaren und poröse Sintermetalle zu erproben, anhand geeigneter Kriterien zu bewerten und schließlich Auslegungsrichtlinien für poröse Flammensperren abzuleiten. Hierzu wurde ein Versuchsaufbau entwickelt und eingesetzt, der es ermöglichte, die ablaufenden Prozesse nach der Zündung, bei der Flammenausbreitung und beim Flammendurchschlag durch die Flammensperre zu untersuchen.

Anhand des Versuchsaufbaus erfolgte zunächst die Analyse der Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten nach der Zündung und nach einem Flammendurchschlag. Im nächsten Schritt wurden Kapillaren aus Edelstahl und Glas als Flammensperren erprobt. Anschließend wurden weitere Versuchsreihen mit porösen Sintermetallen als Flammensperren durchgeführt. Die Anhand der Kapillaren gewonnenen Erkenntnisse wurden dabei genutzt, um die Ergebnisse der Versuchsreihen mit porösen Sintermetallen auszuwerten, zu inter-

pretieren und die Versuchsrandbedingungen entsprechend anzupassen.

Anhand der Versuche sowie dem Vergleich der Experimente mit Kapillaren und porösen Materialien konnten schließlich Auslegungskriterien für poröse Flammensperren abgeleitet werden. Die gewonnen Erkenntnisse wurden im Anschluss genutzt, um für das Versuchstriebwerk ebenfalls geeignete Flammensperren auszuwählen. Bis heute konnten mithilfe dieser Flammensperren mehr als 1000 erfolgreiche Heißgasversuche mit dem Versuchstriebwerk durchgeführt werden.

Im folgenden Abschnitt sind die Ergebnisse der Flammenausbreitungs- und Flammensperrenexperimente zusammengefasst. Zunächst werden die auftretenden Flammengeschwindigkeiten vor und nach dem Flammendurchschlag beschrieben. Anschließend erfolgt die Zusammenfassung der Flammensperrenexperimente mit Kapillaren und porösen Materialien in der Zündmessstrecke. Im nächsten Schritt werden die Ergebnisse der Flammensperrenexperimente im Versuchstriebwerk dargestellt. Den Abschluss bildet ein Ausblick auf notwendige Untersuchungen, um einen vorgemischten Treibstoff aus Lachgas ( $\text{N}_2\text{O}$ ) und Ethen ( $\text{C}_2\text{H}_4$ ) in zukünftigen Raumfahrtantrieben einzusetzen.

## **6.1. Zusammenfassung der Flammenausbreitungs- und Flammensperrenexperimente**

Zur Auslegung und Erprobung der Flammensperren für einen  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Treibstoff wurden zunächst die ablaufenden Prozesse bei der Zündung, der Flammenausbreitung und beim Flammendurchschlag studiert. Die Analyse der Flammenausbreitung sowie die Tests und Untersuchungen an unterschiedlichen Flammensperren wurde dabei anhand eines speziell entwickelten Versuchsaufbaus, der sogenannten Zündmessstrecke, durchgeführt. Die Zündmessstrecke besteht aus zwei durch die Flammensperre getrennten, zylindrischen Kammern. Beide Versuchskammern sind mit jeweils zwei Fenstern ausgestattet, mithilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera kann so die Flammenausbreitung nach der Zündung und nach einem erfolgten Durchschlag beobachtet werden. In beiden Kammern kann mittels Zündkerze eine Zündung eingeleitet werden. Weiterhin sind Druck- und Temperatursensoren an der Zündmessstrecke montiert. Eine Schnittstelle erlaubt die Entnahme von Proben des  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemischs, diese können anschließend mithilfe eines Gaschromatographen analysiert werden.

### 6.1.1. Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten nach der Zündung und dem Flammendurchschlag

Zunächst wurden die Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten in der ersten Kammer nach der Zündung sowie in der zweiten Kammer nach einem Flammendurchschlag analysiert. Folgende Ergebnisse lassen sich dabei festhalten:

- Die Flamme breitet sich ausgehend vom Ort der Zündung vor Erreichen der Flammensperre laminar aus. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit wird dabei hauptsächlich durch die Expansion der heißen Gase hinter der Flammenfront bestimmt. Während der laminaren Phase der Flammenausbreitung treten mittlere Geschwindigkeiten zwischen 35 und 55 m/s auf. Bei steigendem Zünddruck ergibt sich ein leichter Anstieg der mittleren Ausbreitungsgeschwindigkeit. Diese Geschwindigkeitszunahme ist wahrscheinlich auf die Bildung von Instabilitäten an der Flammenoberfläche zurückzuführen. Die Ausbreitung der Flamme verläuft dabei nach den in der Literatur beschriebenen Phasen [114–116, 119, 279].
- Nach dem Durchschlag durch die Flammensperre bewegt sich die Flamme mit deutlich höherer Geschwindigkeit fort. In Abhängigkeit von der Anlaufstrecke, der Geometrie der Kammer hinter der Flammensperre und der Art der Flammensperre treten dabei Geschwindigkeiten von 150 m/s bis 2100 m/s auf. Damit liegen die unteren Geschwindigkeiten bei ca. 50 % der Schallgeschwindigkeit des  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemischs von 272 m/s [110], während die oberen Geschwindigkeiten Werte nahe der theoretischen CJ-Detonationsgeschwindigkeit von 2205 m/s [109] erreichen. Die höheren Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten sind auf die stärkere Turbulenz in der stromab gelegenen Kammer zurückzuführen. Bereits vor dem Flammendurchschlag strömt unverbranntes Gas aus der Flammensperre in die stromab gelegene Kammer. Diese Strömung ruft starke Turbulenzen in der zweiten Kammer hervor. Tritt nun die Flamme aus der Flammensperre aus, so bewegt sie sich in dieser turbulenten Strömung mit einer deutlich größeren Geschwindigkeit fort. In den Fällen mit sehr hoher Flammenausbreitungsgeschwindigkeit kommt es vermutlich zum Übergang von einer Deflagration zu einer Detonation (DDT). Die Reaktionsfront breitet sich daraufhin in der zweiten Kammer mit der CJ-Detonationsgeschwindigkeit aus.

### 6.1.2. Flammensperrenexperimente mit Kapillaren als Flammensperren

Als Flammensperren wurden in einer ersten Versuchsreihe Kapillaren aus Edelstahl (1.4401) in Durchmessern von 0,1 bis 0,5 mm in 0,1 mm Abstufungen eingesetzt. Die Kapillaren wurden in drei verschiedenen Konfigurationen (siehe Abschnitt 3.3) getestet. Mithilfe der



verschiedenen Konfigurationen konnte der Einfluss der Flammeneintrittsposition, der Kapillarlänge, der Austrittsposition bzw. -fläche und des Durchmessers auf die Flammenlöschprozesse untersucht werden.

Zur Visualisierung der innerhalb der Kapillaren ablaufenden Prozesse kamen weiterhin Glaskapillaren aus 3.3 Borosilikatglas mit 0,5 mm Durchmesser zum Einsatz. Durch den Vergleich der Versuche mit Edelstahl- und Glaskapillaren konnte somit ebenfalls der Einfluss des Wandmaterials auf den Prozess des Flammenlöschens untersucht werden. In einer Versuchsreihe wurden dabei jeweils Kapillaren eines bestimmten Durchmessers in einer der drei Konfigurationen getestet. Während der Versuche wurde der Druck vor der Zündung (Zünddruck) schrittweise erhöht, bis ein Flammendurchschlag auftrat. Zum Vergleich der Bedingungen, bei denen es zu einem Flammendurchschlag kommt, wurden jeweils die Péclet-Zahlen bestimmt. Für eine gegebene Flammensperre wurde dabei die höchste Péclet-Zahl ermittelt, bei der noch kein Flammendurchschlag auftrat und die kleinste Péclet-Zahl, bei der es zum Flammendurchschlag kam. Anhand dieser Kennzahlen wurden die unterschiedlichen Konfigurationen und das Löschverhalten der verschiedenen Flammensperren miteinander verglichen.

Während der Versuche ergaben sich beim Kontakt der Flamme mit der Flammensperre vier verschiedene Fälle:

1. Die Flamme wurde beim Eintritt oder innerhalb der Flammensperre gelöscht.
2. Die Flamme trat aus der Flammensperre aus, es kam allerdings nicht zu einer Zündung des Frischgemischs stromab der Flammensperre.
3. Die Flamme schlug durch die Flammensperre hindurch, entzündete das unverbrannte Gemisch jedoch erst nach einer Verzögerung.
4. Die Flamme überwand die Flammensperre und entzündete das Frischgemisch stromab von dieser nahezu sofort.

In den Versuchen wurde der zweite Fall (Flammendurchschlag ohne Zündung des Frischgemischs) bereits als Versagen der Flammensperre gewertet, denn bei leicht unterschiedlichen Randbedingungen könnte es in diesen Fällen statt zum Verlöschen der Flamme zu einer Entzündung des unverbrannten Gemischs kommen.

Die Ergebnisse der Versuche mit Kapillaren als Flammensperren lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

- Die Eintrittsposition hat großen Einfluss darauf, ob die Flamme innerhalb der Kapillare gelöscht wird oder nicht. Da sich im geschlossenen Volumen der Versuchskammern der Druck im Laufe der Flammenausbreitung stetig erhöht, führt ein späterer Flammeneintritt zu einem erhöhten Druck innerhalb der Kammer. Der höhere Druck im unverbrannten Gas führt dazu, dass der zum Flammenlöschenden notwendige Durchmesser sinkt. Somit ist ein geringerer Durchmesser erforderlich, um die Flamme bei

## 6.1. Zusammenfassung der Flammenausbreitungs- und Flammensperrenexperimente

einem späteren Eintritt und damit einem höheren Druck noch zu löschen. Umgekehrt sorgt ein früherer Flammeneintritt dafür, dass die Flamme bereits bei einem größeren Durchmesser gelöscht wird.

- Wird die Péclet-Zahl anhand des Gaszustandes (Druck und Temperatur) beim Flammeneintritt bestimmt, so ergeben sich für die verwendeten Kapillaren in 0,1 bis 0,5 mm Durchmesser kritische Péclet-Zahlen zwischen 42 und 80. Damit liegen die kritischen Péclet-Zahlen in der Nähe der in der Literatur angegebenen Werte von 50 bis 65 [135, 185, 187–189]. Die kleinsten Péclet-Zahlen wurden bei den 0,1 mm durchmessenden Kapillaren erhalten. Beim Flammeneintritt in diese Kapillaren ergaben sich Drücke, für die das Reaktionsmodell nicht mehr validiert wurde. Somit kann es zu Abweichungen zwischen den berechneten und den real auftretenden laminaren Flammengeschwindigkeiten kommen. Wird die laminare Flammengeschwindigkeit als zu gering berechnet, so ergeben sich zu kleine Péclet-Zahlen. Die höchsten Péclet-Zahlen traten bei der 0,4 mm Kapillare auf und wurden wahrscheinlich durch Rußablagerungen in den Kapillaren verursacht.
- Die Länge der getesteten Kapillaren (60 - 120 mm in 20 mm Abstufungen) scheint nur einen geringen Einfluss auf das Löschverhalten zu haben. Vermutlich wird die Flamme beim Eintritt in die Kapillare oder unmittelbar danach gelöscht und eine zunehmende Länge wirkt sich nicht positiv auf die Löscheigenschaften der Kapillare aus. Im Gegenteil, mit zunehmender Länge der Kapillare ergab sich ein leichter Abfall der für den Durchschlag notwendigen Péclet-Zahlen. Eine Erklärung hierfür könnten die höheren Geschwindigkeiten in den kürzeren Kapillaren sein. Treten in den kürzeren Kapillaren höhere Geschwindigkeiten auf, so wird die Flamme in diesen Kapillaren stärker gestreckt. Eine stärkere Streckung der Flamme kann das Flammenlöschen begünstigen [165–168]. In den längeren Kapillaren hingegen wird die Flamme weniger stark gestreckt und könnte dadurch nicht so leicht zum Erlöschen gebracht werden.
- Tritt die Flamme an unterschiedlichen Positionen, zu unterschiedlichen Zeiten oder auf einer sehr kleinen Fläche aus den Kapillaren aus, so ist die Wahrscheinlichkeit kleiner, dass es zu einer erneuten Zündung kommt. Zur Einleitung einer erneuten Zündung nach dem Flammendurchschlag muss eine bestimmte Energiemenge in das Frischgemisch eingebracht werden. Wird nun die aus der Flammensperre austretende Flamme über ein größeres Volumen oder zeitlich versetzt in das Frischgemisch eingebracht, so wird die notwendige Zündenergie nicht erreicht. In diesen Fällen kommt es zu keiner erneuten Zündung stromab der Flammensperre. Treten die Flammen hingegen auf einer größeren Fläche zeitgleich aus der Flammensperre aus, so folgt eine schnelle Entzündung des Frischgemischs.
- Das Wandmaterial der Kapillare hat nahezu keinen Einfluss auf deren Löschverhalten. Beim Vergleich der Edelstahl- und Glaskapillaren ergaben sich lediglich sehr geringe Unterschiede der abgeleiteten Péclet-Zahlen. Bei den Edelstahlkapillaren mit 0,5 mm Durchmesser resultieren geringfügig höhere Péclet-Zahlen als bei den Glas-

kapillaren mit 0,5 mm Durchmesser. Die Ergebnisse der Versuche zu den Effekten des Wandmaterials entsprechen damit den Resultaten aus der Literatur [181, 183, 196, 197]. Neben den unterschiedlichen Wärmeleitfähigkeiten der Materialien könnten weitere Faktoren die Abweichungen der Péclet-Zahlen erklären. So ist die Oberflächenbeschaffenheit der Glas- und Edelstahlröhrchen stark verschieden. Weiterhin können geringfügige Variationen in den Durchmessern der Kapillaren die beobachteten Unterschiede verursachen. Zusätzlich waren die für den Vergleich herangezogenen Glaskapillaren 20 mm länger als die eingesetzten Edelstahlkapillaren. Wie zuvor bereits erwähnt, könnte so auch die erhöhte Länge der Glaskapillare eine leicht geringere Péclet-Zahl hervorrufen.

- Innerhalb der Edelstahlkapillaren ergaben sich beim Flammendurchschlag mittlere Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten von ca. 200 m/s bis ca. 2400 m/s. Diese Geschwindigkeiten legen die Vermutung nahe, dass es im Inneren der Kapillaren zum Übergang von der Deflagration zur Detonation (engl. Deflagration-to-detonation transition, DDT) kommt. Die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der Versuche mit Glaskapillaren bestätigen diese Vermutung. Nach einer gewissen Anlaufstrecke ist in den Glaskapillaren eine helle, gelbliche Flamme zu erkennen, die sich mit sehr hoher Geschwindigkeit ausbreitet. Die mittlere Flammenausbreitungsgeschwindigkeit scheint weiterhin mit steigendem Druckverhältnis von Flammeneintritts- zu Zünddruck anzusteigen. Somit geht das Gemisch mit steigendem Druckverhältnis schneller von der Deflagration zur Detonation über. Wahrscheinlich erhöht sich bei einem größeren Druckverhältnis aufgrund der stärkeren Kompression des Frischgemischs die Gastemperatur innerhalb der Kapillare. Diese Temperaturerhöhung macht das Auftreten von Selbstzündungen im Frischgemisch wahrscheinlicher. Da Selbstzündungen im Frischgemisch Detonationen auslösen können [115, 118, 137, 170–175], kann folglich die stärkere Kompression das Auftreten einer Detonation begünstigen.

### 6.1.3. Flammensperrenexperimente mit porösen Materialien als Flammensperren

Da sich Kapillaren oder sehr kleine Bohrungen zur Anwendung im Raketentriebwerk nur bedingt eignen, wurden im nächsten Schritt poröse Materialien als Flammensperren untersucht. Hierbei kamen poröse Sintermetalle aus Edelstahl (SS316L, 1.4404) und Bronze (CuSn12, 2.1052) in jeweils drei verschiedenen Längen zum Einsatz.

Bei den Versuchen mit porösen Materialien als Flammensperre war der Flammeneintritt aufgrund der Einbauposition der Materialien nicht einsehbar. So konnte der Druck und die Temperatur beim Flammeneintritt nicht bestimmt werden. Aus diesem Grund wurden die Péclet-Zahlen auf den Gaszustand bei der Zündung bezogen. Die Zündmessstrecke war so konstruiert, dass der Abstand von der Zündquelle zur Flammensperre für die verschiedenen Längen der porösen Materialien identisch war. Aus diesem Grund wurde davon

### 6.1. Zusammenfassung der Flammenausbreitungs- und Flammensperrenexperimente

ausgegangen, dass der Eintritts- und der Zünddruck miteinander korrelieren.

Bei den Versuchen mit porösen Materialien als Flammensperre können die folgenden Ergebnisse festgehalten werden:

- Während sich das Auftreten eines Flammendurchschlags in der Zündmessstrecke bei den Kapillaren anhand der Péclet-Zahlen recht gut vorhersagen lässt, ist dies bei den porösen Materialien nicht der Fall. Werden die Péclet-Zahlen bei einem Flammendurchschlag anhand der äquivalenten Porendurchmesser der Sintermetalle bestimmt, so ergibt sich eine sehr weite Streuung der beim Durchschlag auftretenden Péclet-Zahlen.
- Im Gegensatz zu den Kapillaren zeigt sich bei den porösen Materialien ein Zusammenhang zwischen der jeweiligen Materiallänge und dem Flammenlöschverhalten. Mit zunehmender Materiallänge lässt sich die Flamme auch noch bei höheren Drücken löschen. Die genauere Analyse ergibt eine Verbindung zwischen dem durch das poröse Material verursachten Druckverlust und der Fähigkeit des Materials die Flamme zu löschen. Verursacht das Material durch kleinere Permeabilitätskoeffizienten  $\alpha_p$  und  $\beta_p$  oder durch eine größere Länge höhere Druckverluste, so können Flammen auch noch bei höheren Drücken erfolgreich gelöscht werden. Der Längeneinfluss ist bei den Materialien mit geringen Druckverlusten (SIKA B 200, B 150 und B 100) nicht feststellbar, bei den Materialien mit kleineren Poren (SIKA B 80, B 60, R 200 und R 150) jedoch deutlich auszumachen.
- Werden die erhaltenen Péclet-Zahlen durch den äquivalenten Porendurchmesser geteilt ( $Pe/d_p$ ) und über den Druckverlust ( $\Delta p_V$ ) aufgetragen, so zeigt sich ein annähernd linearer Zusammenhang zwischen den erhaltenen Kennwerten und den Druckverlusten. Anhand der Messdaten lässt sich eine Grenzgerade definieren, unterhalb derer kein Flammendurchschlag bei gegebenem Zünddruck auftritt.
- Da die porösen Sintermetalle am äußersten Ende der Versuchskammern montiert waren, lässt sich weiterhin ein Zusammenhang zwischen dem berechneten, maximalen Explosionsdruck und den Druckverlusten ableiten. Mithilfe der für die jeweiligen Zündbedingungen berechneten Druckverluste und Explosionsdrücke kann so ebenfalls eine Grenzgerade definiert werden, unterhalb derer keine Flammendurchschläge auftreten.
- Anhand der abgeleiteten Zusammenhänge lässt sich eine poröse Flammensperre für verschiedene Anwendungsfälle auslegen. Die Bedingung dabei ist lediglich, dass auf beiden Seiten der Flammensperre vor der Zündung annähernd der gleiche Druck herrscht. Der zwischen den Explosionsdrücken und den Druckverlusten gefundene Zusammenhang bietet dabei den Vorteil, dass die Flammengeschwindigkeit des untersuchten Gemischs nicht bekannt sein muss. Zur Auswahl einer geeigneten Flammensperre werden lediglich die Permeabilitätskoeffizienten der porösen Materialien, die Stoffdaten, die Verbrennungstemperaturen und die molare Masse des verbrannten Gases benötigt.

- Bei den Kapillaren ist lediglich ein geringer Einfluss der Länge auf das Löschverhalten feststellbar. Die porösen Materialien mit kleinen Porendurchmessern zeigen jedoch eine deutliche Verbesserung der Löscheigenschaften mit zunehmender Länge. So kann bei den Sintermetallen mit den kleinsten Porendurchmessern der Zünddruck, der zu einem Flammendurchschlag führt, deutlich gesteigert werden, wenn längere Materialien verwendet werden. Die Analyse der innerhalb der Kapillaren und porösen Materialien auftretenden Druckverluste zeigt, dass die auf die Poren bezogenen Druckverluste bei den Sintermetallen bis zu 20 Mal höher sind als die Druckverluste der Kapillaren mit ähnlichem Durchmesser. Somit sind die bei den Kapillaren und großporigen Sintermetallen auftretenden Druckverluste schlicht zu gering, um bei den untersuchten Längen das Flammenlöschverhalten zu beeinflussen.

## **6.2. Einsatz von porösen Flammensperren im Versuchstriebwerk**

Die anhand der Zündversuche in der Zündmessstrecke gewonnenen Erkenntnisse und Zusammenhänge wurden genutzt, um in einem weiteren Schritt poröse Flammensperren und Injektoren für ein Versuchstriebwerk auszulegen. Bei der Erprobung der Flammensperren in der Versuchsbrennkammer können folgende Ergebnisse festgehalten werden:

- Im Triebwerk müssen Materialien mit deutlich kleineren Porengrößen eingesetzt werden, um einen Flammendurchschlag sicher zu verhindern. Der Einsatz von Sintermetallen mit kleineren Porendurchmessern ist notwendig, da sich im Versuchstriebwerk gänzlich andere Strömungsbedingungen als in der Zündmessstrecke ergeben. In der Zündmessstrecke ist der Druck auf der Eintrittsseite der Flamme deutlich erhöht, während auf der stromab gelegenen Seite der Zünddruck vorliegt. Im Gegensatz dazu ergibt sich im Triebwerk ein anderer Strömungszustand. Hier liegt der Druck in der Zuleitung des Triebwerks stromauf des Injektors im Regelfall deutlich über dem Betriebsdruck des Triebwerks. Bei der Zündung tritt in der Brennkammer eine kurze Druckspitze auf. Während dieser Druckspitze können in der Brennkammer Druckwerte über, unter oder nahe dem Zuleitungsdruck erreicht werden. So kann die Strömung über die Flammensperre hinweg zum Erliegen kommen. Tritt die bei der Zündung entstehende Flamme nun in die Flammensperre ein und wird dort aufgrund des vorliegenden Porendurchmessers nicht umgehend gelöscht, so kann sie aufgrund des über die Lauflänge gleichbleibenden oder ansteigenden Druckes durch die Flammensperre hindurchschlagen.
- Die Anhand der Zündmessstrecke abgeleiteten Auslegungskriterien sind aufgrund der Druckverläufe und Strömungsbedingungen im Versuchstriebwerk nicht auf die dort eingesetzten Flammensperren anwendbar. Eine Verlängerung des porösen Ma-

## 6.2. Einsatz von porösen Flammensperren im Versuchstriebwerk

terials zur Steigerung der Druckverluste verbessert das Flammenlöschverhalten des eingesetzten Materials im Versuchstriebwerk nicht.

- Die weiteren Untersuchungen zeigen jedoch, dass für die Anwendung im Triebwerk ein Zusammenhang zwischen den äquivalenten Porendurchmessern und dem auf den Zuleitungsbedingungen bezogenen Explosionsdruck besteht. Anhand der äquivalenten Porendurchmesser und der Explosionsdrücke, für die es zum Flammendurchschlag kam, kann so ebenfalls eine Grenzkurve definiert werden, bei deren Unterschreiten keine Flammendurchschläge auftreten. Dementsprechend lässt sich mithilfe der äquivalenten Porendurchmesser  $d_p$  sowie der Explosionsdrücke  $p_{expl}$  vorhersagen, ob die Flammensperre die Flamme löschen kann.

Anhand der durchgeführten Versuche und Analysen konnten somit für zwei Anwendungsfälle Auslegungsverfahren für poröse Flammensperren abgeleitet werden:

1. Für Anwendungen, bei denen sich beim Flammeneintritt ein Druckabfall über die Flammensperre ergibt, lässt sich anhand der Druckverluste und Explosionsdrücke ein geeignetes poröses Material auswählen. Dieser Strömungsfall tritt bspw. dann auf, wenn vor der Zündung nur ein geringer oder kein Druckverlust über die Flammensperre vorliegt und ein Druckanstieg durch die Flammenausbreitung hervorgerufen wird. Typischerweise ergibt sich dieser Strömungszustand beim Einsatz von Flammensperren in Gasleitungen.
2. Für die Fälle hingegen, in denen sich beim Flammeneintritt ein konstanter Druck oder ein Druckanstieg über die Flammensperre hinweg ergibt, lässt sich anhand der äquivalenten Porendurchmesser und des auf den Zuleitungsdruck bezogenen Explosionsdrucks eine geeignete Flammensperre ermitteln. Dieser Strömungszustand ergibt sich bspw. in den Fällen, in denen vor der Zündung bereits ein großer Druckunterschied über die Flammensperre hinweg vorliegt und die Zündung im Bereich mit geringerem Druck erfolgt. Ein solcher Druckverlauf resultiert dann, wenn die Flammensperre als Injektor in einem Raketentriebwerk eingesetzt wird.

Zur Auslegung einer Flammensperre für die beiden genannten Anwendungsfälle muss dabei der Druck, die Temperatur, die Dichte, die Viskosität und das Mischungsverhältnis des Frischgemischs vor der Zündung sowie die molare Masse und Temperatur des Gemischs nach der Verbrennung bekannt sein. Weiterhin werden die Permeabilitätskoeffizienten  $\alpha_p$  und  $\beta_p$  sowie der äquivalente Porendurchmesser  $d_p$  der porösen Materialien benötigt.

## 6.3. Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Flammensperren für einen grünen Raketentreibstoff aus Lachgas und Ethen erprobt, analysiert und erfolgreich eingesetzt. Die Gültigkeit der abgeleiteten Zusammenhänge zur Auswahl einer porösen Flammensperre müsste jedoch noch für andere Gemische, weitere Geometrien und andere poröse Materialien überprüft werden. So ließe sich feststellen, ob die gefundenen Zusammenhänge zwischen den Explosionsdrücken, den Druckverlusten und den äquivalenten Porendurchmessern als universelle Auslegungskriterien zur Auswahl von porösen Flammensperren geeignet sind.

Die Wahl einer geeigneten Flammensperre ist dabei allerdings nur ein erster Schritt auf dem steinigen Weg zur Anwendung eines vorgemischten Treibstoffs. Um die untersuchte Treibstoffmischung aus Lachgas und Ethen, oder Treibstoffe aus Lachgas und Brennstoffen im Allgemeinen, in zukünftigen Antriebssystemen einzusetzen, sind weitere, standardisierte und detaillierte Untersuchungen notwendig.

Zunächst müsste das Gefahrenpotential der flüssigen Treibstoffmischung analysiert werden. Hierzu wäre die Analyse der erforderlichen Zündenergien und die Untersuchung der Detonationsfähigkeit des flüssigen Treibstoffs notwendig. Erste Versuche mit verflüssigtem  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemisch zeigten, dass die höhere Dichte des flüssigen Treibstoffs deutlich kleinere Löschdurchmesser erforderlich macht. Da sich mit steigender Dichte der Energieinhalt pro Volumen erhöht, könnte der verflüssigte Treibstoff leicht ein Explosivstoff sein. Um die Detonations- bzw. Explosionseigenschaften eines flüssigen Lachgas-Kohlenwasserstoff-Gemischs zu bestimmen, sind standardisierte Verfahren (bspw. nach [295, 296]) notwendig. Eine Herausforderung bei der Anwendung der standardisierten Testmethoden ist jedoch, dass diese Verfahren für Treibstoffe entwickelt wurden, die unter atmosphärischen Bedingungen flüssig vorliegen. Für unter Druck verflüssigte und vorgemischte Treibstoffe müssten die Testmethoden zunächst angepasst werden.

Zusätzlich zu den Untersuchungen in Bezug auf das Gefahrenpotential des verflüssigten Treibstoffs, muss die Mischbarkeit der flüssigen Komponenten untersucht werden. Zu klären ist, ob beide Stoffe ineinander löslich sind oder eine Entmischung der flüssigen Komponenten auftritt.

Als Vorteil der Lachgas-Kohlenwasserstoff-Treibstoffe wird oft die Möglichkeit zur Selbstbedrückung genannt. Entmischen sich beide Komponenten jedoch und ein Bestandteil geht schneller in die Dampfphase über, so würde sich im Betrieb das Mischungsverhältnis des Treibstoffs kontinuierlich verschieben. Leistungseinbußen bis hin zum Verlöschen des Triebwerks wären die Folge. Da das Abdampfverhalten der Komponenten aus der Mischung unbekannt ist, bleibt fraglich, ob ein selbstbedrücktes Antriebssystem realisiert werden kann. Ist eine Selbstbedrückung nicht möglich, so müsste eine externe Tankbedrückung über den Dampfdrücken der beiden Komponenten erfolgen, um den Treibstoff im flüssigen Zustand zu halten.

Weiterhin ergeben sich beim Einsatz des  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Treibstoffs in einem Antriebssystem

aufgrund der hohen Dampfdrücke deutlich höhere Systemdrücke als bei einem konventionellen Monopropellant. Ventile, Tanks, Leitungen, Anschlüsse und Sensoren müssen aus diesem Grund zunächst für den Einsatz mit dem neuen Treibstoff unter erhöhten Drücken qualifiziert werden. Zusätzlich sind Materialverträglichkeitsuntersuchungen mit den typischerweise in der Raumfahrt eingesetzten Werkstoffen erforderlich. Da die Verträglichkeit von vielen Materialien mit  $\text{N}_2\text{O}$  und  $\text{C}_2\text{H}_4$  jedoch bekannt ist, könnte anhand der Kompatibilität der Einzelkomponenten eine Vorauswahl erfolgen. Als Treibstofftanks ließen sich so bspw. CFK Tanks mit Aluminiumliner einsetzen.

In Bezug auf den Einsatz im Weltraum wäre weiterhin die Langzeitlagerfähigkeit des Treibstoffs zu untersuchen. Hierbei müsste ebenfalls beleuchtet werden, inwieweit die Strahlung im Weltraum einen Einfluss auf die Stabilität des Treibstoffs hat.

Sollte sich das Gefahrenpotential von vorgemischten, verflüssigten Treibstoffen aus Lachgas und Kohlenwasserstoffen als gering herausstellen und weiterhin die Materialverträglichkeit, Mischbarkeit und Langzeitlagerfähigkeit kein Problem darstellen, so würde sich die Treibstoffkombination sowohl als Ersatz für konventionelle Monopropellants als auch für Bipropellants anbieten.

Aufgrund des unbekannten Gefahrenpotentials und der Gefahr des Flammenrückschlags bzw. der ungewollten Zündung, wird innerhalb des DLR Projektes „Future Fuels“ auch ein Bipropellant aus Lachgas ( $\text{N}_2\text{O}$ ) und Ethan ( $\text{C}_2\text{H}_6$ ) untersucht.

Bei der Anwendung im Zweistoffsystem besteht die Gefahr eines Flammenrückschlags nicht. Weiterhin können so sowohl Oxidator als auch Brennstoff mittels Selbstbedrückung ins Triebwerk gefördert werden. Die genannten Vorteile wie Ungiftigkeit, Kostenersparnis und der spezifische Impuls von über 300 s ergeben sich auch für das Zweistoffsystem. Im Vergleich zu konventionellen Bipropellant-Kombinationen wie Monomethylhydrazin (MMH) und Distickstofftetroxid (NTO) ist der  $I_{sp}$  eines  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_6$ - oder  $\text{C}_2\text{H}_4$ -Bipropellants allerdings etwas geringer (321 s bei MMH/NTO zu ca. 313 s bzw. 316 s bei einem Expansionsverhältnis von 330, 10 bar Brennkammerdruck und Expansion ins Vakuum). Zusätzlich ist die Kombination aus  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$  oder  $\text{C}_2\text{H}_6$  nicht hypergol und eine externe Zündquelle ist erforderlich.

Nichtsdestotrotz zeigte eine Systemstudie [297], dass die Anwendung eines  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_6$ -Bipropellants für geringe Raumfahrzeugmassen und kleine  $\Delta v$  Bedarfe ein geringeres Systemgewicht oder eine höhere Nutzlastkapazität ermöglicht. Somit könnte die Treibstoffkombination als Bipropellant bspw. in Kleinsatelliten oder in Kick- und Oberstufen von Microlaunchern eingesetzt werden. Zusammengefasst scheinen also auch Bipropellants aus Lachgas und Kohlenwasserstoffen eine grüne, kostengünstige und effiziente Alternative zu konventionellen Treibstoffen darzustellen.





# Literatur- und Quellenverzeichnis

- [1] Ekkehard Kührt, Stpehan Ulamec und Elke Heinemann. *Die Mission Rosetta - Ein Meilenstein in der Erforschung des Weltraums*. Hrsg. von DLR. 30.05.2017. URL: [http://www.dlr.de/dlr/desktopdefault.aspx/tabid-10721/1272\\_read-9249/#/gallery/13411](http://www.dlr.de/dlr/desktopdefault.aspx/tabid-10721/1272_read-9249/#/gallery/13411) (besucht am 13.02.2018).
- [2] M. G. G. T. Taylor, C. Alexander, N. Altobelli, M. Fulle, M. Fulchignoni, E. Grün und P. Weissman. „Catching a comet. Rosetta begins its comet tale. Introduction“. In: *Science (New York, N.Y.)* 347.6220 (2015), S. 387. ISSN: 1095-9203. DOI: 10.1126/science.aaa4542.
- [3] DLR. *Ergebnisse der Mission Rosetta*. Hrsg. von DLR. 31.08.2016. URL: [www.dlr.de/content/de/artikel/missionen-projekte/rosetta/missionsergebnisse.html](http://www.dlr.de/content/de/artikel/missionen-projekte/rosetta/missionsergebnisse.html) (besucht am 29.04.2020).
- [4] Caleb Williams. *SpaceWorks Nano/ Microsatellite Assessment, 8th Edition*. URL: <http://www.spaceworkcommercial.com/download-forecast/> (besucht am 13.02.2018).
- [5] Sarah Scoles. *88 New Satellites Will Watch Earth, All the Time, All the Places*. URL: <https://www.wired.com/2017/02/88-tiny-satellites-will-watch-time-everywhere/> (besucht am 15.02.2018).
- [6] OneWeb Satellites. *Revolutionizing the Economics of Space*. 2017. URL: <http://oneweb-satellites.com/#overview> (besucht am 13.02.2018).
- [7] Brooks Hays. *NASA contracts two firms to work on asteroid mining: "A profitable asteroid industry is upon us," said David Gump, marketing director for Deep Space Industries*. URL: [https://www.upi.com/Science\\_News/2014/11/24/NASA-contracts-two-firms-to-work-on-asteroid-mining/5301416856690/](https://www.upi.com/Science_News/2014/11/24/NASA-contracts-two-firms-to-work-on-asteroid-mining/5301416856690/) (besucht am 15.02.2018).
- [8] Michael Sheetz. *Planetary Resources' new satellite launch is big step in the mission to mine water from asteroids*. URL: <https://www.cnbc.com/2018/01/12/planetary-resources-new-satellite-launch-succeeds.html> (besucht am 06.02.2018).
- [9] Ashlee Vance. *Elon Musk: How the billionaire CEO of Tesla, SpaceX, is shaping our future future*. New York, NY: Ecco, an imprint of HarperCollinsPublishers und Ebury Publishing, 2015. ISBN: 9780062301239.

- [10] Christian Davenport. *The space barons: Jeff Bezos, Elon Musk, and the quest to colonize the cosmos*. First edition. New York: PublicAffairs, 2018. ISBN: 978-1610398299.
- [11] Eckart W. Schmidt. „History of Hydrazine Monopropellants“. In: AIAA Pacific Northwest Section, Young Professionals Technical Symposium. Seattle, WA, 2009-11-07.
- [12] Glen H. Fountain, David Y. Kusnierkiewicz, Christopher B. Hersman, Timothy S. Herder, Thomas B. Coughlin, William C. Gibson, Deborah A. Clancy, Christopher C. DeBoy, T. Adrian Hill, James D. Kinnison, Douglas S. Mehoke, Geoffrey K. Ottman, Gabe D. Rogers, S. Alan Stern, James M. Stratton, Steven R. Vernon und Stephen P. Williams. „The New Horizons Spacecraft“. In: *Space Science Reviews* 140.1-4 (2008), S. 23–47. ISSN: 0038-6308. DOI: 10.1007/s11214-008-9374-8.
- [13] David Y. Kusnierkiewicz, Chris B. Hersman, Yanping Guo, Sanae Kubota und Joyce McDevitt. „A description of the Pluto-bound New Horizons spacecraft“. In: *Acta Astronautica* 57.2-8 (2005), S. 135–144. ISSN: 00945765. DOI: 10.1016/j.actaastro.2005.03.030.
- [14] Toni Tolker-Nielsen. *EXOMARS 2016 - Schiaparelli Anomaly Inquiry*. Hrsg. von European Space Agency. URL: [http://planete-mars.com/wp-content/uploads/2017/05/ESA\\_ExoMars\\_2016\\_Schiaparelli\\_Anomaly\\_Inquiry-1.pdf](http://planete-mars.com/wp-content/uploads/2017/05/ESA_ExoMars_2016_Schiaparelli_Anomaly_Inquiry-1.pdf) (besucht am 06.01.2020).
- [15] Elizabeth Landau. *Voyager 1 Fires Up Thrusters After 37 Years*. Hrsg. von National Aeronautics and Space Administration. 1.12.2017. URL: <https://www.nasa.gov/feature/jpl/voyager-1-fires-up-thrusters-after-37> (besucht am 03.12.2017).
- [16] Renaud Lecourt und François-Xavier d’Herbigny. „MMH/NTO injection and ignition in vacuum downstream from an Aestus engine single injection element“. In: *Aerospace Science and Technology* 8.3 (2004), S. 207–217. ISSN: 12709638. DOI: 10.1016/j.ast.2003.11.001.
- [17] G. Schmidt, G. Langel und H. Zewen. „Development status of the Ariane 5 upper-stage AESTUS engine“. In: *29th AIAA/SAE/ASME/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*. DOI: 10.2514/6.1993-2131.
- [18] European Chemicals Agency. *Candidate List of substances of very high concern for Authorisation: published in accordance with Article 59(10) of the REACH Regulation*. 26.06.2018. URL: <http://echa.europa.eu/en/candidate-list-table> (besucht am 17.08.2018).
- [19] Valencia-Bel Ferran und Matthew Smith. „Replacement of Conventional Spacecraft Propellants with Green Propellants“. In: *Space Propulsion Conference 07.-10.05.2012, Bordeaux, France*.

- [20] CNES. *Photo mystère : mais pourquoi ces tenues d'astronautes ?* 3.09.2014. URL: <https://cnes.fr/fr/2-cest-beau-la-techno/photo-mystere-mais-pourquoi-ces-tenues-dastronautes> (besucht am 18.02.2018).
- [21] ECHA, Hrsg. *Liste der für eine Zulassung in Frage kommenden besonders besorgniserregenden Stoffe*. URL: <https://echa.europa.eu/de/candidate-list-table> (besucht am 11.11.2016).
- [22] Robert L. Sackheim und Robert K. Masse. „Green Propulsion Advancement: Challenging the Maturity of Monopropellant Hydrazine“. In: *Journal of Propulsion and Power* 30.2 (2014), S. 265–276. ISSN: 0748-4658. DOI: 10.2514/1.b35086.
- [23] Pierre Lionnet. *Revised Space Industry Position 2020: Exemption of Propellant-related use of Hydrazine and other liquid Propellants from the Reach Authorisation Requirement*. Hrsg. von ASD-Eurospace. 2020. URL: <https://eurospace.org/wp-content/uploads/2020/04/hydrazine-revised-reach-position-2020-final.pdf> (besucht am 29.04.2020).
- [24] Robert Masse, Ronald A. Spores, Scott Kimbrel, May Allen, Ethan Lorimor und Paul Myers. „GPIM AF-M315E Propulsion System“. In: *50th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. DOI: 10.2514/6.2015-3753.
- [25] K. Anflo, S. Persson, P. Thormählen, G. Bergman, T. Hasanof, T-A. Grönland und R. Möllerberg. „Green propulsion for spacecraft -Towards the first flight of ADN-based propulsion on PRISMA in 2008“. In: *59th International Astronautical Congress*. DOI: 10.2514/6.IAC-06-C4.1.08.
- [26] T. Katsumi, T. Inoue, J. Nakatsuka, K. Hasegawa, K. Kobayashi, Sh. Sawai und K. Hori. „HAN-based green propellant, application, and its combustion mechanism“. In: *Combustion, Explosion, and Shock Waves* 48.5 (2012), S. 536–543. ISSN: 0010-5082. DOI: 10.1134/S001050821205005X.
- [27] Anders Larsson und Niklas Wingborg. „Green Propellants Based on Ammonium Dinitramide (ADN)“. In: *Advances in Spacecraft Technologies*. Hrsg. von Jason Hall. INTECH Open Access Publisher, 2011. ISBN: 978-953-307-551-8. DOI: 10.5772/13640. URL: <https://www.intechopen.com/books/advances-in-spacecraft-technologies> (besucht am 13.02.2018).
- [28] Mungas Gregory, Max Vozoff und Brian Rishikof. „NOFBX: A new-nontoxic Green propulsion technology with high performance and low cost“. In: *63rd International Astronautical Congress, 1-5 October 2012, Naples, Italy*. 2012.
- [29] Lukas Werling, Nikolaos Perakis, Steffen Müller, Andreas Hauk, Helmut Ciezki und Stefan Schlechtriem. „Hot firing of a N<sub>2</sub>O/C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> premixed green propellant: First combustion tests and results“. In: *Space Propulsion Conference, 1.-5. May 2016, Rome, Italy*. (Besucht am 09.02.2018).

- [30] Ulrich Gotzig. „Challenges and Economic Benefits of Green Propellants for Satellite Propulsion: 9 pages“. In: *7th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS)*, 03. - 06. Jul. 2017, Milano, Italy. 2017. DOI: 10.13009/EUCASS2017-639.
- [31] Amir S. Gohardani, Johann Stanojev, Alain Demairé, Kjell Anflo, Mathias Persson, Niklas Wingborg und Christer Nilsson. „Green space propulsion: Opportunities and prospects“. In: *Progress in Aerospace Sciences* 71.1 (2014), S. 128–149. DOI: 10.1016/j.paerosci.2014.08.001.
- [32] Uwe Schaller. *Synthese und Charakterisierung von energetischen ionischen Liquiden auf Basis von 4-Amino-1,2,4-triazol*. Bd. 67. Wissenschaftliche Schriftenreihe des Fraunhofer ICT. Stuttgart: Fraunhofer Verlag, 2016. ISBN: 3839610303.
- [33] Thomas B. Brill, Wu-Zhen Ren und Vigor Yang. „Synthesis and Characterization of Dinitramidic Acid and Its Salts“. In: *Solid Propellant Chemistry, Combustion, and Motor Interior Ballistics, Progress in Astronautics and Aeronautics*, S. 207–220. DOI: 10.2514/5.9781600866562.0207.0220.
- [34] Ulrich Teipel. *Energetic materials: Particle processing and characterization*. Weinheim: Wiley-VCH, 2005. ISBN: 978-3-527-30240-6.
- [35] Niklas Wingborg, C. Eldsäter und H. Skifs. „Formulation and characterization of ADN-based liquid monopropellants“. In: *2nd Int. Conference on green propellants for space propulsion, 7-8 June 2004, Sardinia, Italy*.
- [36] Kjell Anflo, T. A. Grönland und Niklas Wingborg. „Development and Testing of ADN-Based Monopropellants in Small Rocket Engines“. In: *36th AIAA/ ASME/ SAE/ ASEE Joint Propulsion Conference&Exhibit*. DOI: 10.2514/6.2000-3162.
- [37] Michele Negri. „Replacement of Hydrazine: Overview and First Results of the H2020 Project Rheform“. In: *6th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS)*, 29.06-03.7.2015, Krakow, Poland.
- [38] Kjell Anflo und Crowe B. „In-Space Demonstration of an ADN-based Propulsion System“. In: *47th AIAA/ ASME/ SAE/ ASEE Joint Propulsion Conference, 31. July - 03. August 2011, San Diego, California, USA*. DOI: 10.2514/6.2011-5832.
- [39] Kjell Anflo und R. Möllerberg. „Flight demonstration of new thruster and green propellant technology on the PRISMA satellite“. In: *Acta Astronautica* 65.9-10 (2009), S. 1238–1249. ISSN: 00945765. DOI: 10.1016/j.actaastro.2009.03.056.
- [40] Marius Wilhelm, Michele Negri, Christian Hendrich, Niklas Wingborg, Linus Gedininas, Leif Adelö, Corentin Maleix, Pierre Chabernaud, Rachid Brahmi, Romain Beauchet, Yann X. Batonneau, Charles Kappenstein, Robert-Jan Koopmans, Sebastian Schuh, Tobias Bartok, Carsten A. Scharlemann, Kjell Anflo, Mathias Persson, Wilhelm Dingertz und Ulrich Gotzig. „The RHEFORM Project - Developments for ADN-Based Liquid Monopropellant Thrusters“. In: *53rd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, 10-12 July 2017, Atlanta, GA, USA*. 2017. DOI: 10.2514/6.2017-4672.

- [41] Bradford ECAPS. *High Performance Green Propulsion in Space*. URL: <http://ecaps.space/products/hpgp-in-space/> (besucht am 29.04.2020).
- [42] Mathias Persson, Kjell Anflo, Aaron Dinardi und J. Bahu. „A Family of Thrusters for ADN-Based Monopropellant LMP-103S“. In: *48th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. DOI: 10.2514/6.2012-3815.
- [43] Mathias Persson, Kjell Anflo und Pete Friedhoff. „Flight Heritage of Ammonium Dinitramide (ADN) Based High Performance Green Propulsion (HPGP) Systems“. In: *Propellants, Explosives, Pyrotechnics* 44.9 (2019), S. 1073–1079. ISSN: 0721-3115. DOI: 10.1002/prop.201900248.
- [44] Niklas Wingborg, M. Skarstind, M. Sjöblom, A. Lindborg, M. Brantlind, J. Johansson, M. Liljedahl und J. Kjellberg. „GRAIL: Green Solid Propellants for Launchers“. In: *7th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS), 03. - 06. Jul. 2017, Milano, Italy*. URL: <http://grail-h2020.eu/dissemination.html> (besucht am 13.02.2018).
- [45] Robert S. Jankovsky. *HAN-Based Monopropellants Assessment for Spacecraft: NASA Technical Memorandum 107287: AIAA-96-2863*. Hrsg. von NASA.
- [46] Dominic Freudenmann und Helmut Ciezki. *HAN-basierte energetische Lösungen als Einkomponententreibstoffe: Ein Bericht über Zweckmäßigkeit und Problematik dieser neuen Technologie: DLR-interner Bericht: DLR-IB 647-2014/19*. Hrsg. von DLR.
- [47] Keiichi Hori. „Lessons Learned in the Thruster Tests of HAN“. In: *Chemical Rocket Propulsion*. Springer Aerospace Technology. Cham und s.l.: Springer International Publishing, 2017, S. 801–818. ISBN: 978-3319277462. DOI: 10.1007/978-3-319-27748-6\_33.
- [48] E. Wucherer, Stacy Christofferson und Brian Reed. „Assessment of high performance HAN-monopropellants: AIAA-2000-3872“. In: *36th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, Joint Propulsion Conferences*. DOI: 10.2514/6.2000-3872.
- [49] Christopher McLean, Michael J. Hale, William Deininger, Ronald A. Spores, David T. Frate, Wesley L. Johnson und Jeff A. Sheehy. „Green Propellant Infusion Mission Program Overview“. In: *49th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, 15. - 17. July, 2013, San Jose, California, USA*. Bd. AIAA 2013-3847. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2013. ISBN: 978-1-62410-222-6. DOI: 10.2514/6.2013-3847.
- [50] Ronald A. Spores. „GPIM AF-M315E Propulsion System“. In: *51st AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, 27.-29. July 2015, Orlando, Florida, USA*. 2015. DOI: 10.2514/6.2015-3753.

- [51] Rachid Amrousse, Toshiyuki Katsumi, Nobuyuki Azuma und Keiichi Hori. „Hydroxylammonium nitrate (HAN)-based green propellant as alternative energy resource for potential hydrazine substitution: From lab scale to pilot plant scale-up“. In: *Combustion and Flame* 176.1 (2017), S. 334–348. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/j.combustflame.2016.11.011.
- [52] William Deininger. „Implementation of the Green Propellant Infusion Mission (GPIM) on a Ball Aerospace BCP-100 Spacecraft Bus“. In: *49th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, 15. - 17. July, 2013, San Jose, California, USA*. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2013. ISBN: 978-1-62410-222-6. DOI: 10.2514/6.2013-3848.
- [53] Ronald A. Spores. „Green Propellant Infusion Mission Propulsion System Development“. In: *49th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, 15. - 17. July, 2013, San Jose, California, USA*. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2013. ISBN: 978-1-62410-222-6. DOI: 10.2514/6.2013-3849.
- [54] Toshiaki Iizuka, Minoru Komatsu, Toru Tajika, Junichiro Aoyagi, Haruki Takegahara und Taiichi Nagata. „Feasible Study on Low Frequency Plasma Jet as Ignition System for HAN Based Propellant“. In: *48th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. Bd. AIAA 2012-3754. DOI: 10.2514/6.2012-3754.
- [55] Ralph Bloom JR., Noah S. Davis und Samuel D. Levine. „Hydrogen Peroxide as a Propellant“. In: *Journal of the American Rocket Society* 00.80 (1950), S. 3–17. ISSN: 1936-9964. DOI: 10.2514/8.4301.
- [56] M. Ventura und G. Garboden. *A Brief History of Concentrated Hydrogen Peroxide Uses*. Aliso Viejo, CA, 1999. URL: [http://www.hydrogen-peroxide.us/history-US-General-Kinetics/AIAA-1999-2739\\_A\\_Brief\\_History\\_of\\_Concentrated\\_Hydrogen\\_Peroxide\\_Uses-pitch.pdf](http://www.hydrogen-peroxide.us/history-US-General-Kinetics/AIAA-1999-2739_A_Brief_History_of_Concentrated_Hydrogen_Peroxide_Uses-pitch.pdf) (besucht am 29.04.2020).
- [57] M. Ventura und P. Mullens. „The use of hydrogen peroxide for propulsion and power“. In: *35th Joint Propulsion Conference and Exhibit, Los Angeles, CA, USA*. DOI: 10.2514/6.1999-2880.
- [58] Armin Dadiou, Ralf Damm und Eckart W. Schmidt. *Raketentreibstoffe*. Springer-Verlag Wien, 1968. ISBN: 978-3-211-80856-6. DOI: 10.1007/978-3-7091-7132-5.
- [59] Eric Wernimont und G. Garboden. „Experimentation with hydrogen peroxide oxidized rockets“. In: *35th Joint Propulsion Conference and Exhibit*. Bd. 1999-2743. DOI: 10.2514/6.1999-2743. (Besucht am 14.02.2018).
- [60] Angelo Cervone, Lucio Torre, Luca d’Agostino, Antony J. Musker, Graham T. Roberts, Cristina Bramanti und Giorgio Saccoccia. „Development of Hydrogen Peroxide Monopropellant Rockets“. In: *42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, 9.-12. July 2006, Sacramento, California, USA*. DOI: 10.2514/6.2006-5239.

- [61] Alexander S. Shteinberg. *Fast Reactions in Energetic Materials: High-Temperature Decomposition of Rocket Propellants and Explosives*. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2008. ISBN: 978-3-540-78860-7.
- [62] Claudio Bruno und Antonio G. Accettura, Hrsg. *Advanced propulsion systems and technologies, today to 2020*. Bd. v. 223. Progress in astronautics and aeronautics. Reston, Va.: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2008. ISBN: 978-1-56347-929-8.
- [63] Ognjan Božić, Dennis Porrmann, Daniel Lancelle und Stefan May. „Enhanced development of a catalyst chamber for the decomposition of up to 1.0 kg/s hydrogen peroxide“. In: *CEAS Space Journal* 8.2 (2016), S. 77–88. ISSN: 1868-2510. DOI: 10.1007/s12567-015-0109-x.
- [64] Ulrich Gotzig, Stephan Kraus, Dietmar Welberg, Daniel Fiot, Pierre Michaud, Christian Desaguier, Santiago Casu, Bastian Geiger und Rainer Kiemel. „Development and Test of a 3D printed Hydrogen Peroxide Flight Control Thruster“. In: *51st AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, 27.-29. July 2015, Orlando, Florida, USA*. 2015. DOI: 10.2514/6.2015-4161.
- [65] Antony Musker. „Highly Stabilised Hydrogen Peroxide as a Rocket Propellant“. In: *39th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2003. ISBN: 978-1-62410-098-7. DOI: 10.2514/6.2003-4619.
- [66] Felix Lauck, Michele Negri, Marius Wilhelm, Dominic Freudenmann, Stefan Schlechtriem, Malte Wurdak und Ulrich Gotzig. „Test bench preparation and hot firing tests of a 1N hydrogen peroxide monopropellant thruster“. In: *Space Propulsion Conference 14.-18.05.2018, Sevilla, Spain*.
- [67] Grzegorz Rarata und Wojciech Florczuk. „Novel Liquid Compounds as hypergolic propellants with HTP“. In: *Journal of KONES. Powertrain and Transport* 23.1 (2016), S. 271–278. ISSN: 1231-4005. DOI: 10.5604/12314005.1213587.
- [68] Hongjae Kang und Sejin Kwon. „Development of 500 N Scale Green Hypergolic Bipropellant Thruster using Hydrogen Peroxide as an Oxidizer“. In: *51st AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, 27.-29. July 2015, Orlando, Florida, USA*. 2015. DOI: 10.2514/6.2015-4062.
- [69] Brian Melof und Mark Grubelich. „Investigation of hypergolic fuels with hydrogen peroxide“. In: *37th Joint Propulsion Conference and Exhibit*. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2001. DOI: 10.2514/6.2001-3837.
- [70] Stefan Schneider, Tom Hawkins, Yonis Ahmed, Michael Rosander, Leslie Hudgens und Jeff Mills. „Green bipropellants: Hydrogen-rich ionic liquids that are hypergolic with hydrogen peroxide“. In: *Angewandte Chemie (International ed. in English)* 50.26 (2011), S. 5886–5888. ISSN: 1521-3773. DOI: 10.1002/anie.201101752.



- [71] Felix Lauck, Michele Negri, Dominic Freudenmann und Stefan Schlechtriem. „Study on hypergolic ignition of ionic liquid solutions“. In: *8th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS), 1.-4. July 2019, Madrid, Spain*. DOI: 10.13009/EUCASS2019-653.
- [72] Felix Lauck, Jan Witte, Michele Negri, Dominic Freudenmann und Stefan Schlechtriem. „Design and first results of an injector test setup for green hypergolic propellants“. In: *AIAA Propulsion and Energy 2019 Forum*. Bd. AIAA 2019-4279, S. 163. DOI: 10.2514/6.2019-4279.
- [73] Ben Greene, David L. Baker und Wayne Frazier. „Hydrogen Peroxide Accidents and Incidents: What We Can Learn From History“. In: *32nd PDCS Joint JANNAF Meeting; 26-30 Jul. 2004*. URL: <https://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=20050217417> (besucht am 14.02.2018).
- [74] Robert Bruce, Gary Taylor, Robert Ross und Don Beckmeyer. „Propulsion Ground Testing with High Test Peroxide-Lessons Learned“. In: *22nd AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference*. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2002. ISBN: 978-1-62410-112-0. DOI: 10.2514/6.2002-3048.
- [75] F. Mitlitsky, A. Weisberg, P. Carter, M. Dittman, B. Myers, R. Humble und J. Kare. „Water rocket - Electrolysis propulsion and fuel cell power“. In: Bd. AIAA-99-4609. DOI: 10.2514/6.1999-4609.
- [76] Konstantin Manassis. „Development of a GOX/GH2 propulsion thruster“. Bachelorthesis. Stuttgart: University of Stuttgart, 2015.
- [77] R. J. Rollbuhler. *Experimental performance of a water- electrolysis rocket*. Hrsg. von NASA. 1969. URL: <https://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=19690009679> (besucht am 14.02.2018).
- [78] Wim A. de Groot, Lynn A. Arrington, James F. McElroy, Fred Mitlitsky, Andrew H. Weisberg, Preston H. Carter II, Blake Myers und Brian D. Reed. *Electrolysis Propulsion for Spacecraft Applications*. Hrsg. von NASA. URL: <https://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19970041522.pdf> (besucht am 29.04.2020).
- [79] Brian D. Reed und Schneider, Steven, J. *Hydrogen Oxygen Auxiliary Propulsion Technology*. Hrsg. von NASA. 1991. URL: <https://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19920011280.pdf> (besucht am 29.04.2020).
- [80] ArianeGroup. *Alternative Green Propellants for Space Propulsion*: <http://www.space-propulsion.com/new-technologies/alternative-propellants.html>. Hrsg. von ArianeGroup. URL: [www.space-propulsion.com/new-technologies/alternative-propellants.html](http://www.space-propulsion.com/new-technologies/alternative-propellants.html) (besucht am 29.04.2020).
- [81] Ulrich Gotzig und M.alte Wurdak. „Raketenantriebssystem und Verfahren zum Betreiben eines Raketenantriebssystems: Offenlegungsschrift“. DE 102016208730 A1. 2017.

- [82] Charles Muir und Aaron Knoll. „Catalytic Combustion of Hydrogen and Oxygen for an Electrolysis Micro-Propulsion System“. In: *Journal of the British Interplanetary Society* 72.1 (2019), S. 2–6. URL: <https://www.bis-space.com/membership/jbis/2019/JBIS-v72-no01-January-2019-df8r5m.pdf> (besucht am 09.04.2020).
- [83] Tethers Unlimited. *HYDROS™ Water Electrolysis Thruster: Green Propellant, High-Thrust Propulsion for Orbit-Agile CubeSats*. Hrsg. von Tethers Unlimited. URL: <http://www.tethers.com/hydros/> (besucht am 29.04.2020).
- [84] Nicholas-Etienne Harmansa. „Design of a Low-Cost Propulsion System based on Water Electrolysis“. Masterthesis. Stuttgart: University of Stuttgart, 2015.
- [85] Sergio Pérez Roca. „Water-electrolysis Propulsion for Spacecraft Applications: Breadboard Development, Simulation and Demonstration“. Master thesis. Toulouse: ISAE Supaero, Sept. 2016.
- [86] Laila Taules. „Development of a water-based propulsion system for satellite applications“. Master Thesis. Aachen: RWTH Aachen, 2014-01-01.
- [87] Karsten James, Maxwell Bodnar, Mason Freedman, Lars Osborne, Richard Grist und Robert Hoyt. *HYDROS: High Performance Water-Electrolysis Propulsion for CubeSats and Microsats: AAS 17-145*. URL: [pdfs.semanticscholar.org/06a7/924ed609d7476556c899699ec986cf963dad.pdf](https://pdfs.semanticscholar.org/06a7/924ed609d7476556c899699ec986cf963dad.pdf) (besucht am 29.04.2020).
- [88] M. Gruss. *DARPA Scraps Plan To Launch Small Sats from F-15 Fighter Jet*. Hrsg. von Spacenews. 30.11.2015. URL: <http://spacenews.com/darpa-airborne-launcher-effort-falters/> (besucht am 15.02.2018).
- [89] Lukas Werling, Nikolaos Perakis, Benjamin Hochheimer, Helmut Ciezki und Stefan Schlechtriem. „Experimental Investigations based on a Demonstrator Unit to analyze the Combustion Process of a Nitrous Oxide/Ethene Premixed Green Bi-propellant“. In: *5th CEAS Air & Space Conference, 7.-11. September 2015, Delft, The Netherlands*.
- [90] Nikolaos Perakis, Lukas Werling, Helmut Ciezki und Stefan Schlechtriem. „Numerical Calculation of Heat Flux Profiles in a N<sub>2</sub>O/C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> Premixed Green Propellant Combustor using an Inverse Heat Conduction Method“. In: *Space Propulsion Conference, 1.-5. May 2016, Rome, Italy*.
- [91] Lukas Werling, Benjamin Hochheimer, Adrian L. Baral, Andreas Gernoth und Stefan Schlechtriem. „Experimental and Numerical Analysis of the Heat Flux Occurring in a Nitrous Oxide/Ethene Green Propellant Combustion Demonstrator“. In: *51st AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, 27.-29. July 2015, Orlando, Florida, USA*. 2015. DOI: 10.2514/6.2015-4061.
- [92] Lukas Werling, A. Gernoth und S. Schlechtriem. „Investigation of the Combustion and Ignition Process of a Nitrous Oxide/Ethene Fuel Blend“. In: *Space Propulsion Conference 2014, 19.-22. May 2014, Cologne, Germany*.

- [93] John Drury Clark. *Ignition! An informal history of liquid rocket propellants*. Bd. 2017: 1. Rutgers University Press classics. New Brunswick, N.J und Ann Arbor, Mich.: Rutgers University Press und UMI Books on Demand, 2017. ISBN: 0-8135-0725-1.
- [94] Michael S. Kelly. „Nitrous Oxide/Fuel Monopropellants“. WO 01/51433 A1. 2001.
- [95] Max Vozoff. *NOFBX™ Monopropulsion Overview*. URL: <http://ispsllc.com/propulsion-technology/presentations-2/> (besucht am 15.02.2018).
- [96] Gregory Mungas, David J. Fisher, Vozoff Joanne und Marco Villa. „NOFBX™ single stage to Orbit Mars Ascent Vehicle“. In: *IEEE Aerospace Conference 2012*, S. 1–11. DOI: 10.1109/AERO.2012.6187299.
- [97] Gregory Mungas, David J. Fisher und Christopher Mungas. „Spark-Integrated Propellant Injector head with Flashback barrier US 8230672 B2“. US 8230672 B2. 2012.
- [98] Kenneth Doyle, Gregory Mungas und David J. Fisher. „Flashback Shut-off, US 2011/ 000 5194 A1“. US 2011/ 000 5194 A1. 2011.
- [99] Mungas Gregory, David J. Fisher, Christopher Mungas und Benjamin Carryer. „Nitrous Oxide Fuel Blend Monopropellant, US 2009/0133788 A1“. US2009 0133 788 A1. 2009.
- [100] Max Vozoff. *Propulsion Technology - ISPS Innovation*. Hrsg. von ISPS - Innovative Space Propulsion Systems. URL: <http://ispsllc.com/propulsion-technology/> (besucht am 15.02.2018).
- [101] Todd Master. *Airborne Launch Assist Space Access (ALASA)*. Hrsg. von DARPA. URL: <https://www.darpa.mil/program/airborne-launch-assist-space-access> (besucht am 29.04.2020).
- [102] Anthony D. Straw, Mark J. Holthaus und Steven J. Hoeser. „Premixed Liquid Propellant Propulsion System and Method with Anti-Flashback Quenching Liquid Injector US 2016/0160801 A1“. US 2016/0160801 A1. 2016. (Besucht am 15.02.2018).
- [103] Doug Messier. *ALASA Launches on Hold Due to Exploding Fuel*. 30.11.2015. URL: <http://www.parabolicarc.com/2015/11/30/alasa-launches-hold-due-exploding-fuel/>.
- [104] P. Bangalore Venkatesh, J. D’Entremont, S. E. Meyer, S. P. M. Bane und M. C. Grubelich. „High-Pressure Combustion and Deflagration-to-Detonation Transition in Ethylene/Nitrous Oxide Mixtures“. In: *8th U. S. National Combustion Meeting, At Park City, Utah*.
- [105] Prashanth Bangalore Venkatesh, J. Tyler Graziano, Sally P. Bane, Scott Meyer und Mark C. Grubelich. „Deflagration-to-Detonation Transition in Nitrous Oxide-Ethylene Mixtures and its Application to Pulsed Propulsion Systems“. In: *55th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Grapevine, Texas*. DOI: 10.2514/6.2017-0372. (Besucht am 09.02.2018).

- [106] Ian Waugh, Ed Moore, James Macfarlane, Adam Watts und Alfons E.H.J. Mayer. „Testing of a novel nitrous-oxide and ethanol fuel blend“. In: *Space Propulsion Conference 14.-18.05.2018, Sevilla, Spain*.
- [107] Alfons E.H.J. Mayer, W.P.W. Wieling, A. Watts, M. Poucet, Ian Waugh, J. Macfarlane und Ferran Valencia-Bel. „European Fuel Blend development for in-space propulsion“. In: *Space Propulsion Conference 14.-18.05.2018, Sevilla, Spain*.
- [108] Alfons E.H.J. Mayer, Ian Waugh und M. Poucet. *European Fuel Blend, Final Report: ESTEC Contract Number 4000113544/15/NL/AD*. Hrsg. von TNO. URL: <https://artes.esa.int/projects/european-fuel-blend-development> (besucht am 03.09.2019).
- [109] Sanford Gordon und Bonnie McBride. *Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions and Applications: NASA Reference Publication 1311: I. Analysis*. 1996.
- [110] Eric W. Lemmon, I. H. Bell, M. L. Huber und Mark O. McLinden. *NIST Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties Database: Version 9.1, NIST Standard Reference Database 23*. Gaithersburg, 2013. DOI: 10.18434/T4JS3C.
- [111] Malte Wurdak. „Auslegung eines Einspritzkopfes und Untersuchung der Treibstoffeigenschaften von Vorgemischten Treibstoffen (Green Propellants) als Ersatz für Hydrazin im Satellitenbereich“. Masterthesis. Heilbronn: Hochschule Heilbronn, 2012.
- [112] Daniel Grimmeisen. „Numerische Simulation der Flammenausbreitung eines vorge-mischten, grünen Treibstoffs innerhalb einer Zündmessstrecke“. Masterthesis. Stuttgart: Universität Stuttgart, 2017.
- [113] Elisabeth Brandes, Werner Hirsch und Th. Stolz. *Zündtemperaturen in anderen Oxidationsmittel als Luft - Abschlussbericht: Projekt – Zündtemperaturen brennbarer Flüssigkeiten in Luft+N<sub>2</sub>O-Gemischen*. URL: [https://www.ptb.de/cms/fileadmin/internet/fachabteilungen/abteilung\\_3/3.7\\_grundlagen\\_des\\_explosionsschutzes/3.71/AbschlussberichtN2O.pdf](https://www.ptb.de/cms/fileadmin/internet/fachabteilungen/abteilung_3/3.7_grundlagen_des_explosionsschutzes/3.71/AbschlussberichtN2O.pdf) (besucht am 28.11.2018).
- [114] Huahua Xiao. *Experimental and Numerical Study of Dynamics of Premixed Hydrogen-Air Flames Propagating in Ducts*. Springer Theses. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2016. ISBN: 978-3-662-48377-0. DOI: 10.1007/978-3-662-48379-4.
- [115] S. B. Dorofeev. „Flame acceleration and DDT in gas explosions“. In: *Journal de Physique IV (Proceedings)* 12.7 (2002), S. 3–10. ISSN: 1155-4339. DOI: 10.1051/jp4:20020261.
- [116] W. Breitung, C. Chan, S. Dorofeev, A. Eder, B. Gelfand, M. Heitsch, R. Klein, A. Malliakos, E. Shepherd, E. Studer und P. Thibault. *Flame Acceleration and Deflagration-to-Detonation Transition in Nuclear Safety: State-of-the Art Report by a Group of Experts: Nuclear Safety NEA/CSNI/R(2000)7*. Hrsg. von OECD Nuclear Energy Agency. 2000.

- [117] Jerzy Chomiak und Józef Jarosiński. „Flame quenching by turbulence“. In: *Combustion and Flame* 48 (1982), S. 241–249. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/0010-2180(82)90131-6.
- [118] G. Ciccarelli und S. Dorofeev. „Flame acceleration and transition to detonation in ducts“. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 34 (2008), S. 499–550. ISSN: 03601285. DOI: 10.1016/j.pecs.2007.11.002.
- [119] Christophe Clanet und Geoffrey Searby. „On the “tulip flame” phenomenon“. In: *Combustion and Flame* 105 (1996), S. 225–238. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/0010-2180(95)00195-6.
- [120] Vitaly Bychkov, V'yacheslav Akkerman, Gordon Fru, Arkady Petchenko und Lars-Erik Eriksson. „Flame acceleration in the early stages of burning in tubes“. In: *Combustion and Flame* 150.4 (2007), S. 263–276. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/j.combustflame.2007.01.004.
- [121] D. Dunn-Rankin und R. F. Sawyer. „Tulip flames: changes in shape of premixed flames propagating in closed tubes“. In: *Experiments in Fluids* 24.2 (1998), S. 130–140. DOI: 10.1007/s003480050160.
- [122] Moshe Matalon und Philippe Metzener. „The propagation of premixed flames in closed tubes“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 336 (1997), S. 331–350. ISSN: 00221120. DOI: 10.1017/S0022112096004843.
- [123] A. K. Kaltayev, U. R. Riedel und J. Warnatz. „The Hydrodynamic Structure of a Methane-Air Tulip Flame“. In: *Combustion Science and Technology* 158.1 (2000), S. 53–69. ISSN: 0010-2202. DOI: 10.1080/00102200008947327.
- [124] M. Gonzalez. „Acoustic instability of a premixed flame propagating in a tube“. In: *Combustion and Flame* 107.3 (1996), S. 245–259. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/S0010-2180(96)00069-7.
- [125] Ashwin Hariharan und Indrek S. Wichman. „Premixed Flame Propagation and Morphology in a Constant Volume Combustion Chamber“. In: *Combustion Science and Technology* 186.8 (2014), S. 1025–1040. ISSN: 0010-2202. DOI: 10.1080/00102202.2014.897340.
- [126] Ashwin Hariharan und Indrek S. Wichman. „Structure and Propagation of Premixed Flames in a Closed Combustion Chamber with Multiple Ignition Sources“. In: *Combustion Science and Technology* 187.10 (2015), S. 1562–1583. ISSN: 0010-2202. DOI: 10.1080/00102202.2015.1050554.
- [127] Bogdan Ponizy, Alain Claverie und Bernard Veyssière. „Tulip flame - the mechanism of flame front inversion“. In: *Combustion and Flame* 161.12 (2014), S. 3051–3062. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/j.combustflame.2014.06.001.
- [128] Huahua Xiao, Ryan W. Houim und Elaine S. Oran. „Formation and evolution of distorted tulip flames“. In: *Combustion and Flame* 162.11 (2015), S. 4084–4101. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/j.combustflame.2015.08.020.

- [129] DLR-Institut für Verbrennungstechnik. *Kontraktionsdüse und konische Flamme zur Bestimmung der laminaren Flammengeschwindigkeit nach der Winkelmethode*. URL: [https://www.dlr.de/vt/desktopdefault.aspx/tabid-7684/15563\\_read-38320](https://www.dlr.de/vt/desktopdefault.aspx/tabid-7684/15563_read-38320) (besucht am 22.07.2018).
- [130] Ömer L. Gülder. *Vorlesung: AER 1304 Fundamentals of Combustion: 6. Laminar Premixed flames*. Toronto, 2008. URL: <http://arrow.utias.utoronto.ca/~ogulder/ClassNotes6.pdf> (besucht am 22.07.2018).
- [131] John F. Griffiths und John A. Barnard. *Flame and combustion*. 3. ed. London: Blackie Acad. & Professional, 1995. ISBN: 0751401994.
- [132] Jassin Fritz. „Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen“. Dissertation. München: Technische Universität München, 2003.
- [133] Bernard Lewis und Guenther von Elbe. *Combustion, flames and explosions of gases*. 3. ed. Orlando: Acad. Press, 1987. ISBN: 9780124467514.
- [134] Jozef Jarosinski. „The thickness of laminar flames“. In: *Combustion and Flame* 56.3 (1984), S. 337–342. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/0010-2180(84)90067-1.
- [135] Thierry Poinot und Denis Veynante. *Theoretical and Numerical Combustion*. 3. Aufl. Paris: CNRS, 2011. ISBN: 9782746639904.
- [136] Norbert Peters. *Technische Verbrennung I, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen: Vorlesung*. Aachen. URL: [https://www.itv.rwth-aachen.de/fileadmin/LehreSeminar/TechnischeVerbrennung/Technische\\_Verbrennung\\_Diplom.pdf](https://www.itv.rwth-aachen.de/fileadmin/LehreSeminar/TechnischeVerbrennung/Technische_Verbrennung_Diplom.pdf) (besucht am 29.04.2020).
- [137] Kenneth K. Kuo. *Principles of Combustion*. 2. ed. Hoboken, NJ: Wiley, 2005. ISBN: 0-471-04689-2.
- [138] Marjorie W. Evans. „Current Theoretical Concepts of Steady-State Flame Propagation“. In: *Chemical Reviews* 51.3 (1952), S. 363–429. ISSN: 0009-2665. DOI: 10.1021/cr60160a001.
- [139] Irvin Glassman, Richard A. Yetter und Nick G. Glumac. *Combustion*. Fifth edition. Waltham, MA: Academic Press, 2015. ISBN: 9780124079137.
- [140] Stephen R. Turns. *An introduction to combustion: Concepts and applications*. 2nd ed. McGraw-Hill series in mechanical engineering. Boston: McGraw-Hill und WCB/McGraw-Hill, 2000. ISBN: 0-07-116910-5.
- [141] Jürgen Warnatz, Ulrich Maas und Robert W. Dibble. *Verbrennung: Physikalisch-Chemische Grundlagen, Modellierung und Simulation, Experimente, Schadstoffentstehung*. 3., aktualisierte und erweiterte Auflage. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2001. ISBN: 978-3-642-62658-6. DOI: 10.1007/978-3-642-56451-2.
- [142] Chung K. Law. *Combustion physics*. Cambridge und New York: Cambridge University Press, 2006. ISBN: 978-0-511-24584-8.

- [143] Moshe Matalon. „Flame dynamics“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 32.1 (2009), S. 57–82. ISSN: 15407489. DOI: 10.1016/j.proci.2008.08.002.
- [144] V. Bychkov und M. A. Liberman. „Dynamics and stability of premixed flames“. In: *Physics Reports* 325.4-5 (2000), S. 115–237. ISSN: 03701573. DOI: 10.1016/S0370-1573(99)00081-2.
- [145] G. Darrieus. „Propagation d’un front de flamme“. In: *La Technique Moderne (1945), Paris and Congrès de Mécanique Appliquée (1938), Paris*. 1945.
- [146] L. D. Landau. „On the Theory of slow combustion“. In: *Acta Physicochim.* (1944), S. 77–85. DOI: 10.1016/B978-0-08-010586-4.50059-6.
- [147] G. I. Sivashinsky. „On self-turbulization of a laminar flame“. In: *Acta Astronautica* 6.5-6 (1979), S. 569–591. ISSN: 00945765. DOI: 10.1016/0094-5765(79)90019-5.
- [148] A. S. Al-Shahrany, D. Bradley, M. Lawes, K. Liu und R. Woolley. „Darrieus-Landau and thermo-acoustic instabilities in closed vessel explosions“. In: *Combustion Science and Technology* 178.10-11 (2006), S. 1771–1802. ISSN: 0010-2202. DOI: 10.1080/00102200600788734.
- [149] Elaine S. Oran und John H. Gardner. „Chemical-acoustic interactions in combustion systems“. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 11.4 (1985), S. 253–276. ISSN: 03601285. DOI: 10.1016/0360-1285(85)90003-6.
- [150] Derek Bradley und C. M. Harper. „The development of instabilities in laminar explosion flames“. In: *Combustion and Flame* 99.3-4 (1994), S. 562–572. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/0010-2180(94)90049-3.
- [151] F. Liu, A. C. McIntosh und J. Brindley. „A Numerical Investigation of Rayleigh-Taylor Effects in Pressure Wave-Premixed Flame Interactions“. In: *Combustion Science and Technology* 91.4-6 (1993), S. 373–386. ISSN: 0010-2202. DOI: 10.1080/0010220930890-7654.
- [152] Herbert Oertel, Martin Böhle und Ulrich Dohrmann. *Strömungsmechanik: Grundlagen, Grundgleichungen, Lösungsmethoden, Softwarebeispiele*. 4., überarbeitete und erweiterte Auflage. Wiesbaden: Vieweg, 2006. ISBN: 978-3-8348-0206-4. DOI: 10.1007/978-3-8348-9050-4.
- [153] Jassin Fritz. „Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen“. Dissertation. München: Technische Universität München, 2003.
- [154] Norbert Peters. *Turbulent combustion*. 4. print. with corr. Cambridge monographs on mechanics. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006. ISBN: 0-521-66082-3.
- [155] Irvin Glassman, Nick Glumac und Richard A. Yetter. *Combustion*. Fouth. Amsterdam: Elsevier und Academic Press, 2008. ISBN: 978-0-12-088573-2.
- [156] Gerhard Damköhler. „Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammengeschwindigkeit in Gasgemischen“. In: *Zeitschrift für Elektrochemie und angewandte physikalische Chemie* 46.11 (1940), S. 601–652. DOI: 10.1002/bbpc.19400461102. (Besucht am 07.08.2018).

- [157] N. Peters. „The turbulent burning velocity for large-scale and small-scale turbulence“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 384.1 (1999), S. 107–132. ISSN: 00221120. DOI: 10.1017/S0022112098004212.
- [158] Vladimir L. Zimont. „Damköhler-Shelkin Paradox in the Theory of Turbulent Flame Propagation, and a Concept of the Premixed Flame at the Intermediate Asymptotic Stage“. In: *Flow, Turbulence and Combustion* 97.3 (2016), S. 875–912. ISSN: 1386-6184. DOI: 10.1007/s10494-016-9711-z. (Besucht am 07.08.2018).
- [159] N. Fogla, F. Creta und M. Matalon. „The turbulent flame speed for low-to-moderate turbulence intensities: Hydrodynamic theory vs. experiments“. In: *Combustion and Flame* 175 (2017), S. 155–169. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/j.combustflame.2016.06.023.
- [160] Eoin M. Burke, Felix Güthe und Rory F. D. Monaghan. „A Comparison of Turbulent Flame Speed Correlations for Hydrocarbon Fuels at Elevated Pressures“. In: *Proceedings of the ASME Turbo Expo: Turbine Technical Conference and Exposition - 2016*. New York, N.Y.: The American Society of Mechanical Engineers, 2016. ISBN: 978-0-7918-4976-7. DOI: 10.1115/GT2016-57804.
- [161] A. N. Lipatnikov und J. Chomiak. „Turbulent flame speed and thickness: phenomenology, evaluation, and application in multi-dimensional simulations“. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 28.1 (2002), S. 1–74. ISSN: 03601285. DOI: 10.1016/S0360-1285(01)00007-7.
- [162] Jürgen Warnatz, Robert W. Dibble und Ulrich Maas. *Combustion: Physical and Chemical Fundamentals, Modeling and Simulation, Experiments, Pollutant Formation*. 4th Edition. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006. ISBN: 978-3-540-25992-3. DOI: 10.1007/978-3-540-45363-5.
- [163] Martin Kröner. „Einfluss lokaler Löschvorgänge auf den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen“. Dissertation. München, Technische Universität, 2003-05-12.
- [164] X. J. Gu, M. Z. Haq, M. Lawes und R. Woolley. „Laminar burning velocity and Markstein lengths of methane–air mixtures“. In: *Combustion and Flame* 121.1-2 (2000), S. 41–58. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/S0010-2180(99)00142-X.
- [165] Thierry Poinso, D. Veynante und S. Candel. „Quenching processes and premixed turbulent combustion diagrams“. In: *Journal of Fluid Mechanics Digital Archive* 228 (1991), S. 561. ISSN: 1750-6859. DOI: 10.1017/S0022112091002823.
- [166] Charles Meneveau und Thierry Poinso. „Stretching and quenching of flamelets in premixed turbulent combustion“. In: *Combustion and Flame* 86.4 (1991), S. 311–332. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/0010-2180(91)90126-V.
- [167] R. G. Abdel-Gayed, Derek Bradley und F.K.-K. Lung. „Combustion regimes and the straining of turbulent premixed flames“. In: *Combustion and Flame* 76.2 (1989), S. 213–218. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/0010-2180(89)90068-0.



- [168] D. Bradley, A. K. C. Lau und M. Lawes. „Flame Stretch Rate as a Determinant of Turbulent Burning Velocity“. In: *Philosophical Transactions: Physical Sciences and Engineering* 338 (1992), S. 359–387. URL: <https://www.jstor.org/stable/53972> (besucht am 22.12.2019).
- [169] Hideaki Kobayashi, Takashi Tamura, Kaoru Maruta, Takashi Niioka und Forman A. Williams. „Burning velocity of turbulent premixed flames in a high-pressure environment“. In: *Symposium (International) on Combustion* 26.1 (1996), S. 389–396. ISSN: 0082-0784. DOI: 10.1016/S0082-0784(96)80240-2.
- [170] Elaine S. Oran und Vadim N. Gamezo. „Origins of the deflagration-to-detonation transition in gas-phase combustion“. In: *Combustion and Flame* 148.1-2 (2007), S. 4–47. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/j.combustflame.2006.07.010.
- [171] M. Kuznetsov, V. Alekseev, I. Matsukov und S. Dorofeev. „DDT in a smooth tube filled with a hydrogen–oxygen mixture“. In: *Shock Waves* 14.3 (2005), S. 205–215. ISSN: 0938-1287. DOI: 10.1007/s00193-005-0265-6.
- [172] M. A. Liberman, M. F. Ivanov, A. D. Kiverin, M. S. Kuznetsov, A. A. Chukalovsky und T. V. Rakhimova. „Deflagration-to-detonation transition in highly reactive combustible mixtures“. In: *Acta Astronautica* 67.7-8 (2010), S. 688–701. ISSN: 00945765. DOI: 10.1016/j.actaastro.2010.05.024.
- [173] Wenhui Han, Yang Gao und Chung K. Law. „Flame acceleration and deflagration-to-detonation transition in micro- and macro-channels: An integrated mechanistic study“. In: *Combustion and Flame* 176 (2017), S. 285–298. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/j.combustflame.2016.10.010.
- [174] D. A. Kessler, V. N. Gamezo und E. S. Oran. „Simulations of flame acceleration and deflagration-to-detonation transitions in methane–air systems“. In: *Combustion and Flame* 157.11 (2010), S. 2063–2077. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/j.combustflame.2010.04.011.
- [175] M. A. Liberman, M. Kuznetsov, A. Ivanov und I. Matsukov. „Formation of the preheated zone ahead of a propagating flame and the mechanism underlying the deflagration-to-detonation transition“. In: *Physics Letters A* 373.5 (2009), S. 501–510. ISSN: 03759601. DOI: 10.1016/j.physleta.2008.12.008.
- [176] Raymond Friedman. „Kinetics of the Combustion Wave“. In: *Journal of the American Rocket Society* 23.6 (1953), S. 349–354. ISSN: 1936-9964. DOI: 10.2514/8.4640.
- [177] John H. S. Lee. *The detonation phenomenon*. First paperback edition. New York, NY: Cambridge University Press, 2008. ISBN: 9781107430730.
- [178] J. E. Shepherd. „Detonation in gases“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 32 (2009), S. 83–98. ISSN: 15407489. DOI: 10.1016/j.proci.2008.08.006.
- [179] Joanna Maria Austin. „The role of instability in gaseous detonation“. Dissertation. Pasadena, California: California Institute of Technology, 2003-05-21. URL: <https://thesis.library.caltech.edu/2234/> (besucht am 05.01.2019).

- [180] J. Fischer. „Reaktions- und sicherheitstechnische Untersuchung der partiellen Reaktions- und sicherheitstechnische Untersuchung der partiellen Autoxidation von Cyclohexan in Mikrostrukturen“. Dissertation. Chemnitz: TU Chemnitz, 2010.
- [181] Yu Saiki und Yuji Suzuki. „Effect of wall surface reaction on a methane-air premixed flame in narrow channels with different wall materials“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 34.2 (2013), S. 3395–3402. ISSN: 15407489. DOI: 10.1016/j.proci.2012.06.095.
- [182] Kyu Tae Kim, Dae Hoon Lee und Sejin Kwon. „Effects of thermal and chemical surface–flame interaction on flame quenching“. In: *Combustion and Flame* 146.1-2 (2006), S. 19–28. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/j.combustflame.2006.04.012.
- [183] Craig M. Miesse, Richard I. Masel, Craig D. Jensen, Mark A. Shannon und Mark Short. „Submillimeter-scale combustion“. In: *AIChE Journal* 50.12 (2004), S. 3206–3214. ISSN: 0001-1541. DOI: 10.1002/aic.10271.
- [184] Colin R. Ferguson und James C. Keck. „On laminar flame quenching and its application to spark ignition engines“. In: Bd. 28. 1977, S. 197–205. ISBN: 0010-2180.
- [185] D. B. Spalding. „A theory of inflammability limits and flame-quenching“. In: *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 240.1220 (1957), S. 83–100. ISSN: 0080-4630. DOI: 10.1098/rspa.1957.0068.
- [186] Indrek S. Wichman und Gilles Bruneaux. „Head-on quenching of a premixed flame by a cold wall“. In: *Combustion and Flame* 103.4 (1995), S. 296–310. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/0010-2180(95)00100-X.
- [187] A. E. Potter. „Flame quenching“. In: *Progress in Combustion Science and Technology* 1.1 (1960), S. 145–181. DOI: 10.1016/B978-1-4831-9753-1.50009-9. (Besucht am 10.01.2019).
- [188] Jozef Jarosinsky und Bernard Veyssiere. *Combustion phenomena: Selected mechanisms of flame formation, propagation, and extinction*. Boca Raton: CRC Press, 2009. ISBN: 978-0-8493-8408-0.
- [189] G. Ciccarelli. „Explosion propagation in inert porous media“. In: *Philosophical transactions. Series A, Mathematical, physical, and engineering sciences* 370 (2012), S. 647–667. ISSN: 1364-503X. DOI: 10.1098/rsta.2011.0346.
- [190] Johannes Sellmann, Jiawei Lai, Andreas M. Kempf und Nilanjan Chakraborty. „Flame surface density based modelling of head-on quenching of turbulent premixed flames“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 36.2 (2017), S. 1817–1825. ISSN: 15407489. DOI: 10.1016/j.proci.2016.07.114.
- [191] Jiawei Lai und Nilanjan Chakraborty. „Effects of Lewis Number on Head on Quenching of Turbulent Premixed Flames: A Direct Numerical Simulation Analysis“. In: *Flow, Turbulence and Combustion* 96.2 (2016), S. 279–308. ISSN: 1386-6184. DOI: 10.1007/s10494-015-9629-x.

- [192] T. Alshaalan und C. J. Rutland. „Wall heat flux in turbulent premixed reacting flow“. In: *Combustion Science and Technology* 174.1 (2002), S. 135–165. ISSN: 0010-2202. DOI: 10.1080/713712913.
- [193] A. Gruber, R. Sankaran, E. R. Hawkes und J. H. Chen. „Turbulent flame–wall interaction: a direct numerical simulation study“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 658 (2010), S. 5–32. ISSN: 00221120. DOI: 10.1017/S0022112010001278.
- [194] G. Bruneaux. „Flame-wall interaction simulation in a turbulent channel flow“. In: *Combustion and Flame* 107.1-2 (1996), S. 27–36. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/0010-2180(95)00263-4.
- [195] T. J. Poinsot, D. C. Haworth und G. Bruneaux. „Direct simulation and modeling of flame-wall interaction for premixed turbulent combustion“. In: *Combustion and Flame* 95.1 (1993), S. 118–132. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/0010-2180(93)90056-9.
- [196] Bin Bai, Zheng Chen, Huangwei Zhang und Shiyi Chen. „Flame propagation in a tube with wall quenching of radicals“. In: *Combustion and Flame* 160.12 (2013), S. 2810–2819. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/j.combustflame.2013.07.008.
- [197] Thomas Häber und Rainer Suntz. „Effect of different wall materials and thermal-barrier coatings on the flame-wall interaction of laminar premixed methane and propane flames“. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 69 (2018), S. 95–105. ISSN: 0142727X. DOI: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2017.12.004.
- [198] John R. Rumble. *CRC handbook of chemistry and physics: A ready-reference book of chemical and physical data*. 99TH ED. Boca Raton, Fla.: CRC Press, 2018. ISBN: 9781138561632.
- [199] Clemens Naumann, Thomas Kick, Torsten Methling, Marina Braun-Unkhoff und Uwe Riedel. „Ethene / Dinitrogen Oxide - A Green Propellant to substitute Hydrazine: Investigation on its Ignition Delay Time and Laminar Flame Speed“. In: *26th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems (ICDERS), July 30 - August 4, 2017, Boston, USA*. 2017.
- [200] Thomas Kick, Jan Hendrik Starke und Clemens Naumann. „Green Propellant Substituting Hydrazine: Investigation of Ignition Delay Time and Laminar Flame Speed of Ethene/Dinitrogen Oxide Mixtures“. In: *8th European Combustion Meeting (ECM), 18.-21.04.2017, Dubrovnik, Croatia*.
- [201] Gregory P. Smith, David M. Golden, Michael Frenklach, Nigel W. Moriarty, Boris Eiteneer, Mikhail Goldenberg, C. Thomas Bowman, Ronald K. Hanson, Soonho Song, William C. Gardiner, Vitali V. Lissianski und Zhiwei Qui. *GRI-Mech 3.0*: [http://www.me.berkeley.edu/gri\\_mech/](http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/). 2016. URL: [http://www.me.berkeley.edu/gri\\_mech/](http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/).

- [202] O. A. Powell, P. Papas und C. Dreyer. „Laminar Burning Velocities for Hydrogen-, Methane-, Acetylene-, and Propane-Nitrous Oxide Flames“. In: *Combustion Science and Technology* 181.7 (2009), S. 917–936. ISSN: 0010-2202. DOI: 10.1080/001022009-02817066.
- [203] Torsten Methling. *Entwicklung des linearen Transformationsmodells für die Analyse und Optimierung chemisch-kinetischer Prozesse: Dissertation*. 2017. DOI: 10.18419/opus-9430.
- [204] David G. Goodwin, Harry K. Moffat und Raymond L. Speth. *CANTERA, Version 2.2.1: An object- oriented software toolkit for chemical kinetics, thermodynamics, and transport processes*. 2016. URL: <http://www.cantera.org/> (besucht am 05.04.2018).
- [205] Humphry Davy. „Researches on flames“. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 107 (1817), S. 4576. URL: <https://www.jstor.org/stable/107573> (besucht am 10.01.2019).
- [206] Stanley S. Grossel. *Deflagration and detonation flame arresters*. CCPS concept book. New York: Center for Chemical Process Safety of the American Institute of Chemical Engineers, 2002. ISBN: 0-8169-0791-9. DOI: 10.1002/9780470935651.
- [207] Protego - Braunschweiger Flammenfilter GmbH. *Produktdatenblätter*. Hrsg. von Protego-Braunschweiger Flammenfilter GmbH. URL: <https://www.protego.com/de/produkte> (besucht am 10.01.2019).
- [208] Dieter Lietze. *Grenze der Flammendurchschlagsicherheit von Sperrschichten aus Brandsicherungen bei Deflagrationen und bei einem Nachbrand*. Bd. 206. Forschungsbericht / Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung (BAM), Berlin. Bremerhaven: Verl. für Neue Wiss, 1994. ISBN: 3894295171.
- [209] Dieter Lietze. „Safety devices for gas welding, cutting and allied processes“. In: *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* 8.6 (1995), S. 319–324. ISSN: 09504230. DOI: 10.1016/0950-4230(95)00034-8.
- [210] Dieter Lietze. „Limit of safety against flame transmission for sintered metal flame arrester elements in the case of flashback in fuel gas/oxygen mixtures“. In: *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* 8.6 (1995), S. 325–329. ISSN: 09504230. DOI: 10.1016/0950-4230(95)00033-X.
- [211] Stefan Mecke. *Gestaltung und Dimensionierung von Flammensperren: Zugl.: Magdeburg, Univ., Fak. für Maschinenbau, Diss., 2009*. Bd. 2009,1. Fortschritte in der Maschinenkonstruktion. Aachen: Shaker, 2009. ISBN: 9783832280734.
- [212] V. S. Babkin. „The problems of porous flame-arresters“. In: *Prevention of hazardous fires and explosions*. Springer, 1999, S. 199–213. ISBN: 0792357698.
- [213] V. S. Babkin, A. A. Korzhavin und V. A. Bunev. „Propagation of premixed gaseous explosion flames in porous media“. In: *Combustion and Flame* 87 (1991), S. 182–190. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/0010-2180(91)90168-B.

- [214] A. Makris, H. Shafique, J. H. S. Lee und R. Knystautas. „Influence of mixture sensitivity and pore size on detonation velocities in porous media“. In: *Shock Waves* 5 (1995), S. 89–95. ISSN: 0938-1287. DOI: 10.1007/BF02425039.
- [215] H. I. Joo, K. Duncan und G. Ciccarelli. „Flame-Quenching Performance of Ceramic Foam“. In: *Combustion Science and Technology* 178.10-11 (2006), S. 1755–1769. ISSN: 0010-2202. DOI: 10.1080/00102200600788692.
- [216] Shaochen Sun, Gang Liu, Junxuan Liu, Chen Ye, Jingjie Ren und Mingshu Bi. „Effect of porosity and element thickness on flame quenching for in-line crimped-ribbon flame arresters“. In: *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* 50 (2017), S. 221–228. ISSN: 09504230. DOI: 10.1016/j.jlp.2017.09.017.
- [217] Luqing Wang, Honghao Ma und Zhaowu Shen. „The quenching of propane deflagrations by crimped ribbon flame arrestors“. In: *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* 43 (2016), S. 567–574. ISSN: 09504230. DOI: 10.1016/j.jlp.2016.07.025.
- [218] Henrikus Steen. *Handbuch des Explosionsschutzes*. Weinheim: Wiley-VCH, 2009. ISBN: 3-527-29848-7. DOI: 10.1002/9783527624997.
- [219] Werner Hirsch und Elisabeth Brandes. *Sicherheitstechnische Kenngrößen bei nicht-atmosphärischen Bedingungen: Abschlussbericht zum Forschungsvorhaben*. Hrsg. von Braunschweig Physikalisch-Technische Bundesanstalt. URL: [www.bgrci.de/fileadmin/BGRCI/Downloads/DL\\_Praevention/Explosionsschutzportal/Wissen/Kenngroessen\\_nichtatmosphaerisch\\_2014.pdf](http://www.bgrci.de/fileadmin/BGRCI/Downloads/DL_Praevention/Explosionsschutzportal/Wissen/Kenngroessen_nichtatmosphaerisch_2014.pdf) (besucht am 12.01.2019).
- [220] Deutsches Institut für Normung. *DIN EN 1127-1:2011-10: Explosionsfähige Atmosphären - Explosionsschutz - Teil 1: Grundlagen und Methodik*. Berlin, Deutschland, 2011-10-01. URL: <https://www.beuth.de/de/norm/din-en-1127-1/138636282> (besucht am 12.01.2019).
- [221] Deutsches Institut für Normung. *DIN EN 60079-20-1:2010-09*. Berlin, Deutschland. URL: <https://www.beuth.de/de/norm/din-en-60079-20-1/132993399> (besucht am 12.01.2019).
- [222] BG RCI. *R 003 Anlagensicherheit: Sicherheitstechnische Kenngrößen*. 2016-04-01. URL: [https://downloadcenter.bgrci.de/resource/downloadcenter/downloads/R003\\_Gesamtdokument.pdf](https://downloadcenter.bgrci.de/resource/downloadcenter/downloads/R003_Gesamtdokument.pdf) (besucht am 12.01.2019).
- [223] IEC 79.1A. *First Supplement to Publication 79-1 (1971) Electrical Apparatus for Explosive Gas Atmospheres: Part 1: Construction and Test of Flameproof Enclosures of Electrical Apparatus, Appendix D: Method of test for ascertainment of maximum experimental safety gap*. 1975.
- [224] ASTM - American Society for Testing and Materials. *Test Method for Minimum Ignition Energy and Quenching Distance in Gaseous Mixtures*. West Conshohocken, PA. DOI: 10.1520/E0582-07. URL: <https://www.astm.org/DATABASE.CART/HISTORICAL/E582-07.htm> (besucht am 11.01.2019).

- [225] Dilip R. Ballal und Arthur H. Lefebvre. „The influence of flow parameters on minimum ignition energy and quenching distance“. In: *Symposium (International) on Combustion* 15.1 (1975), S. 1473–1481. ISSN: 0082-0784. DOI: 10.1016/S0082-0784(75)80405-X.
- [226] Gan Cui, Weiping Zeng, Zili Li, Yang Fu, Hongbo Li und Jie Chen. „Experimental study of minimum ignition energy of methane/air mixtures at elevated temperatures and pressures“. In: *Fuel* 175 (2016), S. 257–263. ISSN: 0016-2361. DOI: 10.1016/j.fuel.2016.02.025.
- [227] Deutsches Institut für Normung. *DIN EN 14522:2005-12: Bestimmung der Zündtemperatur von Gasen und Dämpfen*. Berlin, Deutschland, 2005-12-01. URL: [www.beuth.de/de/norm/din-en-14522/80503180](http://www.beuth.de/de/norm/din-en-14522/80503180) (besucht am 11.01.2019).
- [228] N. N. Semenov. *Some Problems of Chemical Kinetics and Reactivity: Volume 2*. 1. Aufl. s.l.: Elsevier Reference Monographs, 1959. ISBN: 978-0-08-009197-6.
- [229] D. A. Frank-Kamenetzki. *Stoff- und Wärmeübertragung in der chemischen Kinetik*. Berlin, Heidelberg und s.l.: Springer Berlin Heidelberg, 1959. ISBN: 978-3-662-13055-1. DOI: 10.1007/978-3-662-13054-4.
- [230] Christian Papp, Elisabeth Brandes, Werner Hirsch und Marcus Marx. „Zündtemperaturen brennbarer Flüssigkeiten in Abhängigkeit von der Umschließung“. In: *13. BAM-PTB-Kolloquium vom 18.-19. Juni 2013 in Braunschweig*. URL: <https://oar.ptb.de/files/download/56d6a9b5ab9f3f76468b458c> (besucht am 11.01.2019).
- [231] M. Caron, M. Goethals, G. de Smedt, J. Berghmans, S. Vliegen, E. Van’t Oost und A. van den Aarssen. „Pressure dependence of the auto-ignition temperature of methane/air mixtures“. In: *Journal of Hazardous Materials* 65.3 (1999), S. 233–244. ISSN: 03043894. DOI: 10.1016/S0304-3894(99)00004-7.
- [232] J. U. Steinle und E. U. Franck. „High Pressure Combustion - Ignition Temperatures to 1000 bar“. In: *Berichte der Bunsengesellschaft für physikalische Chemie* 99.1 (1995), S. 66–73. ISSN: 00059021. DOI: 10.1002/bbpc.19950990110.
- [233] Deutsches Institut für Normung. *DIN EN 1839:2017-04: Bestimmung der Explosionsgrenzen von Gasen und Dämpfen und Bestimmung der Sauerstoffgrenzkonzentration (SGK) für brennbare Gase und Dämpfe*. Berlin, Deutschland, 2017-04-01. URL: <https://www.beuth.de/de/norm/din-en-1839/256497464> (besucht am 11.01.2019).
- [234] H. F. Coward und G. W. Jones. *Limits of flammability of gases and vapors*. Bulletin 503, Bureau of Mines. URL: <https://apps.dtic.mil/dtic/tr/fulltext/u2/701575.pdf> (besucht am 11.01.2019).
- [235] Filip van den Schoor. „Influence of pressure and temperature on flammability limits of combustible gases in air“. Dissertation. Heverlee, Belgien: Katholische Universität Leuven, Fakultät für Ingenieurwissenschaften, 2007-05-01.

- [236] Deutsches Institut für Normung. *DIN EN 13763-1:2004-08: Explosivstoffe für zivile Zwecke - Zünder und Verzögerungselemente - Teil 1: Anforderungen*; Berlin, Deutschland, 2004-08-01. URL: <https://www.beuth.de/de/norm/din-en-13763-1/66605215> (besucht am 12.01.2019).
- [237] J. Fischer, C. Liebner, H. Hieronymus und E. Klemm. „Maximum safe diameters of microcapillaries for a stoichiometric ethene/oxygen mixture“. In: *Chemical Engineering Science* 64.12 (2009), S. 2951–2956. ISSN: 00092509. DOI: 10.1016/j.ces.2009.03.038.
- [238] Elisabeth Brandes, Markus Gödde und Werner Hirsch. „Detonation parameters: a basis for the design of microstructured process equipment“. In: *Green Processing and Synthesis* 1.4 (2012). ISSN: 2191-9542. DOI: 10.1515/gps-2012-0015.
- [239] Elisabeth Brandes und H. Hieronymus. „Sicherheit bei mikrostrukturierten Reaktoren: Ergebnisse und Schlussfolgerungen aus Untersuchungen am Beispiel von Ethan/ Sauerstoff-, Ethen/ Sauerstoff- und Ethen/ Lachgas-Gemischen“. In: *PTB-Mitteilungen* 2011 1 (2011).
- [240] Thomas Meye, Elisabeth Brandes, Manja Höding und Sabine Busse. „Safety characteristics at non-atmospheric conditions - oxidizers other than air“. In: *9th ISPH-MIE, Cracow, Poland, 2012*. 2012. URL: [https://www.ptb.de/cms/fileadmin/internet/fachabteilungen/abteilung\\_3/3.7\\_grundlagen\\_des\\_explosionsschutzes/3.71/Bericht\\_oxidizers.pdf](https://www.ptb.de/cms/fileadmin/internet/fachabteilungen/abteilung_3/3.7_grundlagen_des_explosionsschutzes/3.71/Bericht_oxidizers.pdf) (besucht am 28.11.2018).
- [241] Thomas Meye, Elisabeth Brandes und Ulrich Krause. „Detonationen in Kapillaren bei der Verwendung des Oxidationsmittels Distickstoffmonoxid“. In: *12. Fachtagung Anlagen-, Arbeits- und Umweltsicherheit* (2015).
- [242] Alexandra Camargo, Hoi Dick Ng, Jenny Chao und John H. S. Lee. „Propagation of near-limit gaseous detonations in small diameter tubes“. In: *Shock Waves* 20.6 (2010), S. 499–508. ISSN: 0938-1287. DOI: 10.1007/s00193-010-0253-3.
- [243] Y. Gao, H. D. Ng und J. H. S. Lee. „Minimum tube diameters for steady propagation of gaseous detonations“. In: *Shock Waves* 24.4 (2014), S. 447–454. ISSN: 0938-1287. DOI: 10.1007/s00193-014-0505-8.
- [244] Donald A. Nield und Adrian Bejan, Hrsg. *Convection in porous media*. Fifth edition. Cham: Springer International Publishing, 2017. ISBN: 978-3-319-49562-0. DOI: 10.1007/978-3-319-49562-0.
- [245] Dirk Greuel. „Untersuchungen zum Impuls- und Stofftransport in effusiv gekühlten faserverkeramischen Raketenbrennkammerwänden“. Dissertation. Aachen, Technische Universität, 2013-01-01.
- [246] Henry Darcy. *Les fontaines publiques de la ville de Dijon: exposition et application*. Victor Dalmont, 1856.

- [247] Malay K. Das, Partha Pratim Mukherjee und Krishnamurthy Muralidhar. *Modeling transport phenomena in porous media with applications*. Mechanical engineering series. Cham: Springer, 2018. ISBN: 978-3-319-69866-3.
- [248] Mike Lawrence und Yunhong Jiang. „Porosity, Pore Size Distribution, Micro-structure“. In: *RILEM State-of-the-Art-Reports* 23 (2017), S. 39–71. DOI: 10.1007/978-94-024-1031-0\_2.
- [249] J. Rouquerol, D. Avnir, C. W. Fairbridge, D. H. Everett, J. M. Haynes, N. Pernicone, J. D. F. Ramsay, K. S. W. Sing und K. K. Unger. „Recommendations for the characterization of porous solids (Technical Report)“. In: *Pure and Applied Chemistry* 66.8 (1994), S. 1739–1758. ISSN: 0033-4545. DOI: 10.1351/pac199466081739.
- [250] Lawrence M. Anovitz und David R. Cole. „Characterization and Analysis of Porosity and Pore Structures“. In: *Reviews in Mineralogy and Geochemistry* 80.1 (2015), S. 61–164. ISSN: 1529-6466. DOI: 10.2138/rmg.2015.80.04.
- [251] GKN Sinter Metals. *Filter-Elements High porosity sintered parts SIKA-R...AX and SIKA-B*. Hrsg. von [www.gkn-filters.de](http://www.gkn-filters.de). URL: [www.gkn-filters.de/downloads/pdf/download.php?filename=sika-r-ax-sika-b.pdf](http://www.gkn-filters.de/downloads/pdf/download.php?filename=sika-r-ax-sika-b.pdf) (besucht am 19.06.2016).
- [252] Deutsches Institut für Normung. *DIN/ISO 4003:1990-10: Durchlässige Sintermetalle; Ermittlung der Porengröße mittels Gasblasentest; Identisch mit ISO 4003:1977*. Berlin, 1990-10-01. DOI: 10.31030/2347113.
- [253] Jan Deeken. „Experimentelle Untersuchungen zu neuartigen, porösen Injektoren für den Einsatz in kryogenen Hochdruck-Raketenantrieben“. Dissertation. Stuttgart: Universität Stuttgart, 2014-04-08. URL: <https://elib.dlr.de/93971/> (besucht am 19.01.2019).
- [254] GKN Sinter Metals Filters GmbH. *Filter-Elemente Hochporöse Sinterteile SIKA-R...AX und SIKA-B*. URL: <http://www.gkn-filters.de>.
- [255] *DIN EN ISO 4022:2018-12: Durchlässige Sintermetallwerkstoffe- Bestimmung der Flüssigkeitsdurchlässigkeit (ISO 4022:2018); Deutsche Fassung EN ISO 4022: 2018*. Berlin, 2018-12-01. DOI: 10.31030/3004066. URL: <https://www.beuth.de/de/norm/din-en-iso-4022/297010778> (besucht am 07.01.2020).
- [256] Wei Zhong, Xin Li, Fanghua Liu, Guoliang Tao, Bo Lu und Toshiharu Kaga-wa. „Measurement and Correlation of Pressure Drop Characteristics for Air Flow Through Sintered Metal Porous Media“. In: *Transport in porous media* 101.1 (2014), S. 53–67. ISSN: 0169-3913. DOI: 10.1007/s11242-013-0230-2. URL: [Zhong.2014](https://doi.org/10.1007/s11242-013-0230-2) (besucht am 19.01.2019).
- [257] Jacob Bear. *Dynamics of Fluids in Porous Media*. Reprint. Originally published: New York: American Elsevier. Pub. Co., 1972. Originally published in series: Environmental science series (New York, 1972-). With corrections. New York: Dover Publ, 1988. ISBN: 978-0486656755.



- [258] Clifford K. Ho und Stephen W. Webb. *Gas Transport in Porous Media*. Bd. 20. Theory and Applications of Transport in Porous Media. Dordrecht: Springer, 2006. ISBN: 10 1-4020-3962-X. DOI: 10.1007/1-4020-3962-X.
- [259] Herbert Sigloch. *Technische Fluidmechanik*. 9th ed. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2014. ISBN: 978-3-642-54292-3. DOI: 10.1007/978-3-642-54292-3. (Besucht am 23.12.2015).
- [260] Vasilis Bellos, Ioannis Nalbantis und George Tsakiris. „Friction Modeling of Flood Flow Simulations“. In: *Journal of Hydraulic Engineering* 144.12 (2018), S. 04018073. ISSN: 0733-9429. DOI: 10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0001540.
- [261] Helmut K. Ciezki, Lukas Werling, Michele Negri, Friedolin Strauss, Mario Kobald, Christoph Kirchberger, Dominic Freudenmann, Marius Wilhelm und Anna Petrarolo. „50 Years of Test Complex M11 in Lampoldshausen - Research on Space Propulsion Systems for Tomorrow“. In: *7th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS)*, 03. - 06. Jul. 2017, Milano, Italy. 2017. (Besucht am 14.08.2018).
- [262] Felix Lauck. „Experimentelle Untersuchung von Detonations- und Flammensperren für einen vorgemischten, grünen Raketentreibstoff aus Lachgas (N<sub>2</sub>O) und Ethen (C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>): Experimental investigation of detonation and flame arrestors used for a premixed, green propellant consisting of nitrous oxide (N<sub>2</sub>O) and Ethylene (C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>)“. Masterarbeit. Stuttgart: Universität Stuttgart, 2016.
- [263] Maximilian Wenzel. „Bachelorthesis zur Untersuchung des Flammenrückschlags in einem Versuchsaufbau für fortschrittliche Satellitentreibstoffe bestehend aus Lachgas (N<sub>2</sub>O) und Ethen (C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>)“. Bachelorarbeit. Karlsruhe: Hochschule Karlsruhe Technik und Wirtschaft, 2017.
- [264] Yannick Jooß. „Experimentelle Untersuchung von Flammensperren für einen vorgemischten, grünen Raketentreibstoff aus Lachgas (N<sub>2</sub>O) und Ethen (C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>)“. Masterthesis. Stuttgart: Universität Stuttgart, 2018.
- [265] Steffen Müller. „Auslegung, Konstruktion und Heißgastests von Injektoren zur Anwendung in einem Demonstratortriebwerk für einen "Green Propellant" aus Lachgas (N<sub>2</sub>O) und Ethen (C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>)“. Masterarbeit. Stuttgart: Universität Stuttgart, 2016.
- [266] Matthias Haßler. „Experimentelle Analyse der Treibstoffleistung sowie Aufbau einer Verflüssigungsanlage für einen N<sub>2</sub>O/C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> Green Propellant“. Masterarbeit. München: Technische Universität München, 2016. (Besucht am 09.02.2018).
- [267] Patrick Bätz. „Experimentelle Analyse der Treibstoffperformance eines vorgemischten Green Propellants aus N<sub>2</sub>O und C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>“. Masterarbeit. Stuttgart: Universität Stuttgart, 2017.
- [268] Andreas Hauk. „Experimentelle Untersuchung der Druckverluste von Injektorelementen und Flammenrückschlagssicherungen für ein N<sub>2</sub>O/C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> Premixed Green Propellant Triebwerk“. Masterarbeit. Stuttgart: Universität Stuttgart, 2016.

- [269] Lukas Werling, Steffen Müller, Andreas Hauk, Helmut Ciezki und Stefan Schlechtriem. „Pressure Drop Measurement of Porous Materials: Flashback Arrestors for a N<sub>2</sub>O/C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> Premixed Green Propellant“. In: *52nd AIAA/SAE/ASME Joint Propulsion Conference*, 25.-27. July 2017, Salt Lake City, Utah, USA. 2017. DOI: 10.2514/6.2016-5094.
- [270] Deutsches Institut für Normung. *DIN EN ISO 2738:2000-02: Sintermetalle, ausgenommen Hartmetalle- Durchlässige Sintermetalle- Bestimmung der Dichte, des Tränkstoffgehaltes und der offenen Porosität*. Berlin, 2000-02-01. DOI: 10.31030/8529066. URL: <https://www.beuth.de/de/norm/din-en-iso-2738/24282000> (besucht am 15.04.2019).
- [271] Lukas Werling, Felix Lauck, Dominic Freudenmann, Nicole Röcke, Helmut Ciezki und Stefan Schlechtriem. „Experimental Investigation of the Flame Propagation and Flashback Behavior of a Green Propellant Consisting of N<sub>2</sub>O and C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>“. In: *Journal of Energy and Power Engineering* 11.12 (2017). ISSN: 19348975. DOI: 10.17265/1934-8975/2017.12.001.
- [272] Lukas Werling, Yannick Jooß, Maximilian Wenzel, Helmut K. Ciezki und Stefan Schlechtriem. „A premixed green propellant consisting of N<sub>2</sub>O and C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>: Experimental analysis of quenching diameters to desing flashback arresters“. In: *International Journal of Energetic Materials and Chemical Propulsion* 17.3 (2018), S. 241–262. ISSN: 2150-766X. DOI: 10.1615/IntJEnergeticMaterialsChemProp.2019027950.
- [273] Lukas Werling, Felix Lauck, Dominic Freudenmann, Nicole Weber, Helmut Ciezki und Stefan Schlechtriem. „Experimental investigation of the ignition, flame propagation and flashback behavior of a premixed green propellant consisting of N<sub>2</sub>O and C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>“. In: *7th European Conference for Aeronautics and Space Sciences, (EU-CASS)*, 03. - 06. Jul. 2017, Milano, Italy.
- [274] Lukas Werling, Felix Lauck, Dominic Freudenmann, Nicole Röcke, Helmut Ciezki und Stefan Schlechtriem. „Experimental Investigation of the Flame Propagation and Flashback Behavior of a Green Propellant Consisting of N<sub>2</sub>O and C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>“. In: *Journal of Energy and Power Engineering* 11.12 (2017), S. 735–752. DOI: 10.17265/1934-8975/2017.12.001. (Besucht am 08.02.2018).
- [275] Chung K. Law. „Propagation, structure and limit phenomena of laminar flames at elevated pressures“. In: *Combustion Science and Technology* 178.1-3 (2006), S. 335–360. ISSN: 0010-2202. DOI: 10.1080/00102200500290690.
- [276] Clemens Naumann, Corinna Janzer und Uwe Riedel. „Ethane / Nitrous Oxide Mixtures as a Green Propellant to Substitute Hydrazine: Validation of Reaction Mechanism“. In: *9th European Combustion Meeting (ECM)*, 14.-17.04.2019, Lisbon, Portugal. URL: [https://elib.dlr.de/127317/1/2019\\_Naumann\\_ECM\\_final.pdf](https://elib.dlr.de/127317/1/2019_Naumann_ECM_final.pdf) (besucht am 20.08.2019).

- [277] Arthur H. Lefebvre und Freedman, W., Cowell, L. *Spontaneous ignition delay characteristics of hydrocarbon fuel-air mixtures: NASA Technical Report, NASA-CR-175064, NAS 1.26:175064*. Hrsg. von National Aeronautics and Space Administration. West Lafayette, IN, United States. URL: <https://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19860012074.pdf> (besucht am 04.11.2019).
- [278] Roda Bounaceur, Pierre-Alexander Glaude, Baptiste Sirjean, René Fournet, Pierre Montagne, Matthieu Vierling und Michel Moliere. „Prediction of auto-ignition temperatures and delays for gas turbine applications“. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition, Montreal Canada, June 15.-19. 2015*. Bd. GT2015-42011. URL: <https://pdfs.semanticscholar.org/554f/3d8c347b3eedd4f8c35ccd61c926bb01f46e.pdf> (besucht am 07.06.2019).
- [279] Vitaly Bychkov, Jad Sadek und V'yacheslav Akkerman. „Analysis of flame acceleration in open or vented obstructed pipes“. In: *Physical review. E* 95.1-1 (2017), S. 013111. DOI: 10.1103/PhysRevE.95.013111.
- [280] DIN 1319-4. *Grundbegriffe der Meßtechnik; Behandlung von Unsicherheiten bei der Auswertung von Messungen*. 1996-02-01.
- [281] Ralf Dinter. *Fehlerrechnung für Einsteiger: Eine beispielorientierte Einführung für Studierende der TUHH*. Hrsg. von Institut für Angewandte Physik. URL: [www.physnet.uni-hamburg.de/TUHH/%20Versuchsanleitung/%20Fehlerrechnung.pdf](http://www.physnet.uni-hamburg.de/TUHH/%20Versuchsanleitung/%20Fehlerrechnung.pdf) (besucht am 11.04.2019).
- [282] Thomas Meye. „Untersuchungen zu Gasdetonationen in Kapillaren für die Mikroreaktionstechnik“. Dissertation. Magdeburg: Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, 2016-11-28. URL: [opendata.uni-halle.de/bitstream/1981185920/12201/1/Untersuchungen%20zu%20Gasdetonationen%20in%20Kapillaren%20f%C3%BCr%20die%20Mikroreaktionstechnik.pdf](http://opendata.uni-halle.de/bitstream/1981185920/12201/1/Untersuchungen%20zu%20Gasdetonationen%20in%20Kapillaren%20f%C3%BCr%20die%20Mikroreaktionstechnik.pdf) (besucht am 03.01.2019).
- [283] Johannes Fischer. „Reaktions- und sicherheitstechnische Untersuchung der partiellen Autoxidation von Cyclohexan in Mikrostrukturen“. Dissertation. Chemnitz: TU Chemnitz, 2010.
- [284] G. Ciccarelli, J. L. Boccio, T. Ginsberg, C. Finfrock, L. Gerlach und Tagawa, H., Malliakos, A. *The Effekt of Initial Temperature on Flame Acceleration and Deflagration-to-Detonation Transition Phenomenon: NUREG/CR-6509*. Hrsg. von Brookhaven National Laboratory. United States. URL: <https://www.nrc.gov/docs/ML0716/ML071650380.pdf> (besucht am 14.11.2019).
- [285] Zhi Wang, Hui Liu und Rolf D. Reitz. „Knocking combustion in spark-ignition engines“. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 61 (2017), S. 78–112. ISSN: 03601285. DOI: 10.1016/j.pecs.2017.03.004.
- [286] Zhengwen Zeng und Reid Grigg. „A Criterion for Non-Darcy Flow in Porous Media“. In: *Transport in porous media* 63.1 (2006), S. 57–69. ISSN: 0169-3913. DOI: 10.1007/s11242-005-2720-3.

- [287] Adrian Baral. „Auslegung und Konstruktion einer gekühlten Brennkammer für fortschrittliche Satellitentreibstoffe“. Student Research Project. Munich: Bundeswehr University Munich, 2014.
- [288] Benjamin Hochheimer. „Numerical analysis of the flow behavior in cooling channels of a combustion chamber for Green Propellants“. Bachelor Thesis. Stuttgart: University of Stuttgart, 2015.
- [289] Till Hörger. „Experimentelle und numerische Analyse der Wärmelasten auf eine N<sub>2</sub>O/ C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> Green Propellant Brennkammer: Experimental and numerical investigation of the heat loads on a N<sub>2</sub>O/C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> green propellant combustion chamber“. Bachelorarbeit. Stuttgart: Universität Stuttgart, 2018-10-01.
- [290] Lukas Werling, Benjamin Hochheimer, Adrian Baral, Helmut K. Ciezki, Stefan Schlechtriem, Lukas K. Werling, Adrian L. Baral und Andreas Gernoth. „Experimental and Numerical Analysis of the Heat Flux Occurring in a Nitrous Oxide/Ethene Green Propellant Combustion Demonstrator“. In: *51st AIAA/ SAE/ ASEE Joint Propulsion Conference, 27.-29. July 2015, Orlando, Florida, USA*. 2015. DOI: 10.2514/6.2015-4061.
- [291] Lukas Werling, Patrick Bätz, Helmut Ciezki und Stefan Schlechtriem. „Influence of combustion chamber size ( $L^*$ ) on characteristic exhaust velocity ( $c^*$ ) for a N<sub>2</sub>O/C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> premixed green propellant“. In: *Space Propulsion Conference 14.-18.05.2018, Sevilla, Spain*. (Besucht am 17.08.2018).
- [292] Lukas Werling, Till Hörger, Helmut K. Ciezki und Stefan Schlechtriem. „Experimental and Theoretical Analysis of the Combustion Efficiency and the Heat Loads on a N<sub>2</sub>O/C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> Green Propellant Combustion Chamber“. In: *8th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS), 1.-4. July 2019, Madrid, Spain*. DOI: 10.13009/EUCASS2019-142.
- [293] Lukas Werling und Matthias Haßler. „Antriebssystem für ein Raumfahrzeug und Verfahren zum Antrieb eines Raumfahrzeugs: Offenlegungsschrift“. DE 10 2018 114 868 A1. 2019.
- [294] Lukas Werling, Steffen Müller und Jan Deeken. „Injektorvorrichtung, Brennkammersystem und Verfahren zum Einbringen von reaktionsfähigem Fluid in eine Brennkammer: Offenlegungsschrift“. DE 10 2018 112 389 A1. 2019.
- [295] *Recommendations on the transport of dangerous goods: Manual of tests and criteria*. 5th rev. ed. New York und Geneva: United Nations, 2009. ISBN: 978-92-1-139135-0.
- [296] National Aeronautics and Space Administration. *Flammability, Odor, Offgassing, and Compatibility Requirements and Test Procedures for Materials in Environments that support Combustion: NASA Technical Standard*. 2011-08-26. URL: <https://standards.nasa.gov/standard/nasa/nasa-std-6001> (besucht am 17.12.2019).
- [297] Maria de Almeida Fancaria. „System Analysis Tool for Green Propellants: Internship Report, DLR Lampoldshausen“. Praktikumsbericht. Delft, Netherlands: TU Delft, 2019-11-01.

- [298] Olwen Morgan und Dennis Meinhardt. „Monopropellant selection criteria - Hydrazine and other options“. In: *35th Joint Propulsion Conference and Exhibit*. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1999. DOI: 10.2514/6.1999-2595.
- [299] George P. Sutton und Oscar Biblarz. *Rocket propulsion elements*. 8th ed. Hoboken, N.J.: John Wiley & Sons und Wiley, 2010. ISBN: 0470080248.
- [300] E. J. Wucherer, Timothy Cook, Mark Stiefel, Randy Humphries und Janet Parker. „Hydrazine Catalyst Production - Sustaining S-405 Technology“. In: *39th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2003. ISBN: 978-1-62410-098-7. DOI: 10.2514/6.2003-5079.
- [301] Malte Wurdak, Friedolin Strauss, Lukas Werling, Helmut K. Ciezki, Dirk Greuel, Robert Lechler, Niklas Wingborg, Dov Hassan und Carsten Scharlemann. „Determination of Fluid Properties of the Green Propellant FLP-106 and related material and component testing with regard to applications in space missions“. In: *Space Propulsion Conference 07.-10.05.2012, Bordeaux, France*.
- [302] Robert Masse, May Allen, Ronald Spores und Elizabeth A. Driscoll. „AF-M315E Propulsion System Advances and Improvements“. In: *52nd AIAA/SAE/ASME Joint Propulsion Conference, 25.-27. July 2017, Salt Lake City, Utah, USA*. 2017. DOI: 10.2514/6.2016-4577.
- [303] Mark Ventura, Eric J. Wernimont, Stephen Heister, Steve Yuan und Eric Wernimont. „Rocket Grade Hydrogen Peroxide (RGHP) for use in Propulsion and Power Devices - Historical Discussion of Hazards“. In: *47th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, 31. July - 03. August 2011, San Diego, California, USA*. DOI: 10.2514/6.2007-5468.
- [304] Lukas Werling, Matthias Hassler, Felix Lauck, Helmut K. Ciezki und Stefan Schlechtriem. „Experimental Performance Analysis (c\* & c\* Efficiency) of a Premixed Green Propellant consisting of N<sub>2</sub>O and C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>“. In: *53rd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, 10-12 July 2017, Atlanta, GA, USA*. 2017. DOI: 10.2514/6.2017-5069.
- [305] Georg Brauer. *Handbook of Preparative Inorganic Chemistry V2*. 2nd ed. Burlington: Elsevier Science, 1965. ISBN: 9780123955913.
- [306] Werner E. Gerabek, Bernhard D. Haage, Gundolf Keil und Wolfgang Wegner, Hrsg. *Enzyklopädie Medizingeschichte*. Berlin etc.: De Gruyter, 2007. ISBN: 978 311 019 7037. DOI: 10.1515/9783110976946.
- [307] Jan van Amsterdam, Ton Nabben und Wim van den Brink. „Recreational nitrous oxide use: Prevalence and risks“. In: *Regulatory Toxicology and Pharmacology* 73.3 (2015), S. 790–796. ISSN: 02732300. DOI: 10.1016/j.yrtph.2015.10.017.

- [308] Jörg Weimann. „Toxicity of nitrous oxide“. In: *Best Practice & Research Clinical Anaesthesiology* 17.1 (2003), S. 47–61. ISSN: 15216896. DOI: 10.1053/bean.2002.0264.
- [309] Trevor Langfield. *The nitrous oxide high performance manual: How to specify, install and optimise a nitrous oxide system for high performance*. Speedpro series. Dorchester: Veloce, 2007. ISBN: 1904788890.
- [310] J. Arves, H. Jones, K. Kline, K. Smith, Ted Slack und T. Bales. „Development of a N<sub>2</sub>O/HTPB hybrid rocket motor“. In: DOI: 10.2514/6.1997-2803.
- [311] Fanli Shan, Lingyun Hou und Ying Piao. „Combustion performance and scale effect from N<sub>2</sub>O/HTPB hybrid rocket motor simulations“. In: *Acta Astronautica* 85 (2013), S. 1–11. ISSN: 00945765. DOI: 10.1016/j.actaastro.2012.12.013.
- [312] Mario Kobald, Ulrich Fischer, Konstantin Tomilin, Christian Schmierer und Anna Petrarolo. „Hybrid Sounding Rocket HEROS: TRL 9: 11 pages“. In: DOI: 10.13009/EUCASS2017-346.
- [313] M. Kobald, U. Fischer, K. Tomilin, A. Petrarolo und C. Schmierer. „Hybrid Experimental Rocket Stuttgart: A Low-Cost Technology Demonstrator“. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 55.2 (2018), S. 484–500. ISSN: 0022-4650. DOI: 10.2514/1.A34035.
- [314] Vadim Zakirov, Martin Sweeting, Timothy Lawrence und Jerry Sellers. „Nitrous oxide as a rocket propellant“. In: *Acta Astronautica* 48.5-12 (2001), S. 353–362. ISSN: 00945765. DOI: 10.1016/S0094-5765(01)00047-9.
- [315] Vadim Zakirov und Hai-yun Zhang. „A model for the operation of nitrous oxide monopropellant“. In: *Aerospace Science and Technology* 12.4 (2008), S. 318–323. ISSN: 12709638. DOI: 10.1016/j.ast.2007.08.003.
- [316] Timothy J. Lawrence. „Research into Resistojet Rockets for Small Satellite Applications“. Dissertation. Guildford: University of Surrey, 1998-10-01. URL: <http://epubs.surrey.ac.uk/708/> (besucht am 19.06.2018).
- [317] IFA Institut für Arbeitsschutz der Deutschen Gesetzlichen Unfallversicherung. *GESTIS-Stoffdatenbank: Datenblatt Distickstoffmonooxid*. 2017. URL: <http://gestis.itrust.de/> (besucht am 18.06.2018).
- [318] Aleksandr V. Leont'ev, Ol'ga A. Fomicheva, Marina V. Proskurnina und Nikolai S. Zefirov. „Modern chemistry of nitrous oxide“. In: *Russian Chemical Reviews* 70.2 (), S. 91. ISSN: 0036-021X. DOI: 10.1070/RC2001v070n02ABEH000631. URL: <http://iopscience.iop.org/article/10.1070/RC2001v070n02ABEH000631/pdf> (besucht am 21.06.2018).
- [319] Matthew Wilson, Shannon Eilers und Stephen Whitmore. „Catalytic Decomposition of Nitrous Oxide Monopropellant for Hybrid Motor Re-Ignition“. In: *48th AIAA/ ASME/ SAE/ ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. DOI: 10.2514/6.2012-4305.

- [320] Matthew D. Wilson. „Catalytic Decomposition of Nitrous Monopropellant for Hybrid Motor Ignition“. Masterthesis. Utah State University, 2013-05-01. URL: [https://digitalcommons.usu.edu/etd/1496/?utm\\_source=digitalcommons.usu.edu%2Fetd%2F1496&utm\\_medium=PDF&utm\\_campaign=PDFCoverPages](https://digitalcommons.usu.edu/etd/1496/?utm_source=digitalcommons.usu.edu%2Fetd%2F1496&utm_medium=PDF&utm_campaign=PDFCoverPages) (besucht am 21.06.2018).
- [321] L. Vandebroek, F. van den Schoor, F. Verplaetsen, J. Berghmans, H. Winter und E. van't Oost. „Flammability limits and explosion characteristics of toluene–nitrous oxide mixtures“. In: *Journal of Hazardous Materials* 120.1-3 (2005), S. 57–65. ISSN: 03043894. DOI: 10.1016/j.jhazmat.2005.01.016.
- [322] Arif Karabeyoglu, Jonny Dyer, Jose Stevens und Brian Cantwell. „Modeling of N<sub>2</sub>O Decomposition Events“. In: *44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. [Reston, Va.]: [American Institute of Aeronautics and Astronautics], 2008. ISBN: 978-1-60086-992-1. DOI: 10.2514/6.2008-4933.
- [323] A. A. Borisov, K. Ya. Troshin und Yu. S. Biryulin. „Flame propagation in gaseous nitrous oxide“. In: *Russian Journal of Physical Chemistry B* 3.5 (2009), S. 813–817. ISSN: 1990-7931. DOI: 10.1134/S1990793109050170.
- [324] Mike Kuznetsov, J. Grune und Simon Jallais. „Decomposition of N<sub>2</sub>O. Dynamics of Explosion and Flame Propagation“. In: *Proceedings of the European Combustion Meeting 2017*. URL: [https://www.researchgate.net/publication/330115033\\_Decomposition\\_of\\_N2O\\_Dynamics\\_of\\_Explosion\\_and\\_Flame\\_Propagation](https://www.researchgate.net/publication/330115033_Decomposition_of_N2O_Dynamics_of_Explosion_and_Flame_Propagation) (besucht am 07.03.2019).
- [325] A. A. Borisov, K. Ya. Troshin und Yu. S. Biryulin. „Critical conditions for nitrous oxide ignition“. In: *Russian Journal of Physical Chemistry B* 3.4 (2009), S. 610–614. ISSN: 1990-7931. DOI: 10.1134/S1990793109040150.
- [326] S. Bryan, C. M. King und L. R. Pederson. „Thermal and radiolytic gas generation in Hanford high-level waste“. In: *WM'00 Conference, February 27 - March 2, 2000, Tucson, AZ*. URL: <https://pdfs.semanticscholar.org/820c/a1916fc9278dfb6e-eacdb8150c3d19a2dfc5.pdf> (besucht am 21.06.2018).
- [327] Heinz Zimmermann und Roland Walzl. „Ethylene“. In: *Ullmann's encyclopedia of industrial chemistry*. Bd. 106. Chichester: Wiley, 2010, S. 53. ISBN: 3527306730. DOI: 10.1002/14356007.a10\_045.pub3.
- [328] „232ND ACS NATIONAL MEETING“. In: *Chemical & Engineering News* 84.34 (2006), S. 59–236. ISSN: 0009-2347. DOI: 10.1021/cen-v084n034.p059.
- [329] Petrochemical Reporters. *The Ethylene Technology Report 2016*. Hrsg. von Research and Markets. URL: [https://www.researchandmarkets.com/research/2x14dr/the\\_ethylene](https://www.researchandmarkets.com/research/2x14dr/the_ethylene) (besucht am 20.06.2018).
- [330] M. Molnarne und W. Möller. „CHEMSAFE - Eine Datenbank für bewertete sicherheitstechnische Kenngrößen“. In: *Chemie Ingenieur Technik* 81.1-2 (2009), S. 45–47. ISSN: 1522-2640. DOI: 10.1002/cite.200800145.

- [331] R. GANE. „Production of Ethylene by Some Ripening Fruits“. In: *Nature* 134.3400 (1934), S. 1008. ISSN: 0028-0836. DOI: 10.1038/1341008a0.
- [332] S. F. Yang und N. E. Hoffman. „Ethylene Biosynthesis and its Regulation in Higher Plants“. In: *Annual Review of Plant Physiology* 35.1 (1984), S. 155–189. ISSN: 0066-4294. DOI: 10.1146/annurev.pp.35.060184.001103.
- [333] Z. Lin, S. Zhong und D. Grierson. „Recent advances in ethylene research“. In: *Annual Review of Plant Physiology* 60.12 (2009), S. 3311–3336. ISSN: 0066-4294. DOI: 10.1093/jxb/erp204.
- [334] Gemeinsames Ministerialblatt. *Technische Regel für Gefahrstoffe: Verzeichnis krebs-erzeugender, keimzellmutagener oder reproduktionstoxischer Stoffe: TRGS 905*. 2016-03-01. URL: [https://www.baua.de/DE/Angebote/Rechtstexte-und-Technische-Regeln/Regelwerk/TRGS/pdf/TRGS-905.pdf?\\_\\_blob=publicationFile&v=7](https://www.baua.de/DE/Angebote/Rechtstexte-und-Technische-Regeln/Regelwerk/TRGS/pdf/TRGS-905.pdf?__blob=publicationFile&v=7) (besucht am 21.06.2018).
- [335] Donald Guthrie und K. W. Woodhouse. „Safety Factors in Ethylene Anesthesia“. In: *Journal of the American Medical Association* 114.19 (1940). ISSN: 0002-9955. DOI: 10.1001/jama.1940.02810190008003.
- [336] Laurence G. Britton, D. Alex Taylor und Donald C. Wobser. „Thermal stability of ethylene at elevated pressures“. In: *Plant/Operations Progress* 5.4 (1986), S. 238–251. ISSN: 0278-4513. DOI: 10.1002/prsb.720050412. URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/prsb.720050412> (besucht am 21.06.2018).
- [337] Laurence G. Britton. „Decomposition flame propagation limits of ethylene and mixtures with other gases“. In: *Process Safety Progress* 15.3 (1996), S. 128–147. ISSN: 1066-8527. DOI: 10.1002/prs.680150305. URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/prs.680150305> (besucht am 21.06.2018).
- [338] A. L. Berlad und A. E. Potter. „Prediction of the quenching effect of various surface geometries“. In: *Symposium (International) on Combustion* 5.1 (1955), S. 728–735. ISSN: 0082-0784. DOI: 10.1016/S0082-0784(55)80100-2. (Besucht am 09.01.2019).
- [339] S. L. Aly und C. E. Hermance. „A two-dimensional theory of laminar flame quenching“. In: *Combustion and Flame* 40 (1981), S. 173–185. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/0010-2180(81)90121-8.
- [340] B. Boust, J. Sotton, S. A. Labuda und M. Bellenoue. „A thermal formulation for single-wall quenching of transient laminar flames“. In: *Combustion and Flame* 149.3 (2007), S. 286–294. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/j.combustflame.2006.12.019.
- [341] J. Sotton, B. Boust, S. A. Labuda und M. Bellenoue. „Head on Quenching of Transient Laminar Flame: Heat Flux and Quenching Distance Measurements“. In: *Combustion Science and Technology* 177.7 (2005), S. 1305–1322. ISSN: 0010-2202. DOI: 10.1080/00102200590950485.



- [342] József Jarosiński. „Flame quenching by a cold wall“. In: *Combustion and Flame* 50.1 (1983), S. 167–175. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/0010-2180(83)90059-7.
- [343] Markus Mann, Christopher Jainski, Matthias Euler, Benjamin Böhm und Andreas Dreizler. „Transient flame–wall interactions: Experimental analysis using spectroscopic temperature and CO concentration measurements“. In: *Combustion and Flame* 161.9 (2014), S. 2371–2386. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/j.combustflame.2014.02.008.
- [344] Christopher Jainski, Martin Rißmann, Benjamin Böhm, Johannes Janicka und Andreas Dreizler. „Sidewall quenching of atmospheric laminar premixed flames studied by laser-based diagnostics“. In: *Combustion and Flame* 183 (2017), S. 271–282. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/j.combustflame.2017.05.020.
- [345] J. H. Lu, O. Ezekoye, R. Greif und R. F. Sawyer. „Unsteady heat transfer during side wall quenching of a laminar flame“. In: *Symposium (International) on Combustion* 23.1 (1991), S. 441–446. ISSN: 0082-0784. DOI: 10.1016/S0082-0784(06)80289-4.
- [346] Charles W. Clendening, William Shackleford und Rodger Hilyard. „Raman scattering measurements in a side-wall quench layer“. In: *Symposium (International) on Combustion* 18.1 (1981), S. 1583–1590. ISSN: 0082-0784. DOI: 10.1016/S0082-0784(81)80161-0.
- [347] Hidemasa Kosaka, Florian Zentgraf, Arne Scholtissek, Lothar Bischoff, Thomas Häber, Rainer Suntz, Barbara Albert, Christian Hasse und Andreas Dreizler. „Wall heat fluxes and CO formation/oxidation during laminar and turbulent side-wall quenching of methane and DME flames“. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 70 (2018), S. 181–192. ISSN: 0142727X. DOI: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2018.01.009.
- [348] Sebastian Ganter, Arne Heinrich, Thorsten Meier, Guido Kuenne, Christopher Jainski, Martin C. Rißmann, Andreas Dreizler und Johannes Janicka. „Numerical analysis of laminar methane–air side-wall-quenching“. In: *Combustion and Flame* 186 (2017), S. 299–310. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/j.combustflame.2017.08.017.
- [349] Forman A. Williams. *Combustion Theory*. 2nd ed. Boulder: Chapman and Hall/CRC, 1985. ISBN: 978-0201407778.
- [350] A. L. Berlad und A. E. Potter. *NACA Research Memorandum: Effect of channel geometry on the quenching of laminar flames*. Hrsg. von NACA - National Advisory Committee for Aeronautics. Washington, USA. URL: <https://digital.library.unt.edu/ark:/67531/metadc60308/> (besucht am 13.01.2019).
- [351] DIN 1319-3. *DIN 1319-3:1996-05, Grundlagen der Meßtechnik\_ - Teil\_3: Auswertung von Messungen einer einzelnen Meßgröße, Meßunsicherheit*. Berlin, 1996-05-01. DOI: 10.31030/7204542.

- [352] Mohamad Metghalchi und James C. Keck. „Burning velocities of mixtures of air with methanol, isooctane, and indolene at high pressure and temperature“. In: *Combustion and Flame* 48 (1982), S. 191–210. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/0010-2180(82)90127-4.
- [353] D. R. Bartz. „Survey of the relationship between theory and experiment for convective heat transfer from rocket combustion gases“. In: *Agard Advan. in tactical rocket propulsion* 1968 (1968), S. 291–381.
- [354] Christoph Kirchberger, Andreas Hupfer, Hans-Peter Kau, Sebastian Soller, Philip Martin, Marc Bouchez und Emmanuel Dufour. „Improved Prediction of Heat Transfer in a Rocket Combustor for GOX/Kerosene“. In: *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition*. 5 January 2009 - 08 January 2009. DOI: 10.2514/6.2009-1214.
- [355] Christoph Kirchberger. *Investigation on heat transfer in small hydrocarbon rocket combustion chambers: Zugl.: München, Techn. Univ., Diss., 2014*. 1. Aufl. Raumfahrt. München: Verl. Dr. Hut, 2014. ISBN: 978-3-8439-1882-4.
- [356] Chiara Erdmann. „Entwurf, Aufbau und Inbetriebnahme eines Prüfstandes zur Untersuchung der Mischbarkeit/ Löslichkeit von flüssigen Lachgas/Kohlenwasserstoff-Treibstoffen: Projektarbeit T2000“. Projektarbeit. Mosbach: DHBW Mosbach, 2019-08-30.



# Anhang A.

## Ergänzungen: Hintergründe und Motivation

### A.1. Übersicht der Hydrazin-Alternativen

Tabelle A.1 fasst die in Kapitel 1 genannten grünen Treibstoffalternativen zusammen und stellt ihre Charakteristiken gegenüber. Soweit definitive Eigenschaften der Treibstoffe und Mischungen in der Literatur verfügbar waren, wurden sie in der Tabelle aufgeführt. Bei Merkmalen wie Toxizität und dem TRL wurde jeweils eine Kategorisierung in gut/sehr gut (+) ok/mäßig (0) und nicht gut/schlecht (–) vorgenommen. Die hierbei durchgeführte Bewertung erfolgte mittels der aufgeführten Literatur und anhand von Erfahrungen beim DLR in Lampoldshausen mit den jeweiligen Treibstoffen.

Tabelle A.1.: Hydrazin und grüne Treibstoffalternativen im Vergleich									
	Hydrazin	LMP-103S	FLP-106	AF-M315E	H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> 98%	Water Pro-pulsion	Nitrous Oxide Fuels Blends		
Treibstoffbestandteile	N <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	ADN, NH <sub>3</sub> , CH <sub>3</sub> OH, H <sub>2</sub> O	ADN, C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> NO, H <sub>2</sub> O	HEHN, HAN, H <sub>2</sub> O	H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> H <sub>2</sub> O	H <sub>2</sub> O, H <sub>2</sub> , O <sub>2</sub>	N <sub>2</sub> O, C <sub>2</sub> H <sub>4</sub> , C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> , C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH		
max. Vakuum I <sub>sp</sub> [s]	240	254/252	258/260	232-257	185	300	300-326		
Dichte Flüssigtreibstoff [kg/l]	1,00	1,240	1,357	1,47	1,44	1,00	0,8		
Verbrennungstemperatur [K]	1423	1918	2177	≈ 2000	1230	≈ 1700 O/F=1,5	≈ 3200		
Treibstoffkosten [€/kg]	250	1200	k.A.	k.A.	300	1	20		
Toxizität	–	0	0	0	+	+	+		
Einfaches Antriebssystem	+	+	+	+	+	–	0		
Kaltstartfähigkeit	+	–	–	–	+	+	0		
Stabilität	+	+	+	+	–	+	+		
Explosionsicherheit	+	0	0	0	0	+	–		
TRL	+	+	–	0	+	–	–		
Quellen	[22, 109, 298–300] [27, 31, 37, 39] [27, 31, 37, 301] [32, 46, 50, 109, 303] [60, 109, 303] [84, 85, 109] [28, 29, 89, 109, 304]								

# Anhang B.

## Ergänzungen: Grundlagen

### B.1. Eigenschaften der Treibstoffbestandteile $\text{N}_2\text{O}$ (Distickstoffmonoxid / „Lachgas“) und $\text{C}_2\text{H}_4$ (Ethen)

Im folgenden Kapitel werden die charakteristischen Eigenschaften und Stoffgrößen von  $\text{N}_2\text{O}$  und  $\text{C}_2\text{H}_4$  dargestellt. Weiterhin erfolgt die Beschreibung des Treibstoffgemischs und die Erläuterung aus welchen Gründen Distickstoffmonoxid und Ethen als Treibstoffbestandteile ausgewählt wurden.

#### B.1.1. Distickstoffmonoxid ( $\text{N}_2\text{O}$ ) „Lachgas“

Der untersuchte, vorgemischte Treibstoff besteht aus dem Oxidator Distickstoffmonoxid und dem Brennstoff Ethen. Distickstoffmonoxid ist aufgrund seiner euphorisierenden und betäubenden Wirkung auch unter dem Trivialnamen „Lachgas“ bekannt.  $\text{N}_2\text{O}$  zählt zur Stoffgruppe der Stickstoffoxide und anorganischen Gase. Bei Raumtemperatur liegt  $\text{N}_2\text{O}$  als farbloses, leicht süßlich riechendes Gas vor. Die Herstellung von Lachgas erfolgt über die thermische Zersetzung von  $\text{NH}_4\text{NO}_3$  [305].

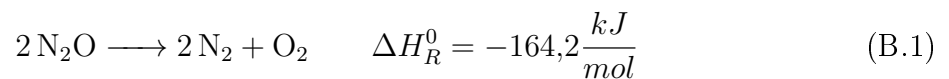
Lachgas ist in der Allgemeinheit aufgrund seiner Verwendung als Narkosemittel in der Medizin bekannt. Bereits seit dem 19. Jahrhundert wird  $\text{N}_2\text{O}$  als Betäubungsmittel vor Operationen eingesetzt [306]. Aufgrund dieser langjährigen medizinischen Nutzung von Distickstoffmonoxid sind die Auswirkungen des Stoffes auf den menschlichen Körper gut bekannt und dokumentiert. In den vergangenen Jahren machte sich Lachgas zusätzlich als günstige Partydroge einen Namen [307]. Bei regelmäßiger Exposition und hohen  $\text{N}_2\text{O}$  Konzentrationen ist das Gas allerdings nicht ungefährlich: Es verursacht einen Mangel an

Vitamin B12 und kann so das Nervensystem des Menschen schädigen [308].

Lachgas wird weiterhin im Rennsport zur Leistungssteigerung von Motoren verwendet [309]. Durch den - verglichen mit Luft - höheren Sauerstoffanteil des Gases und die exotherme Zerfallsreaktion entsteht zusätzliche Energie, die im Motor genutzt werden kann.

Im Bereich der Raumfahrt lässt sich  $\text{N}_2\text{O}$  in verschiedenen Bereichen einsetzen: So kann es als Oxidator in Hybrid-Raketentriebwerken oder in konventionellen Bipropellant-Systemen dienen. Weiterhin kann Lachgas unter Einsatz eines geheizten Katalysators als Monopropellant verwendet, oder in Kaltgasantrieben genutzt werden [310–315]. Im Bereich der Orbitalantriebe wurde  $\text{N}_2\text{O}$  bereits als Treibstoff für ein Resistojet-Triebwerk auf dem Kleinsatelliten UoSAT-12 erprobt [316].

Bei Umgebungsbedingungen ( $25^\circ\text{C}$  und 1,035 bar) lässt sich Lachgas nicht oder nur mithilfe von extrem großen Zündenergien zur Reaktion bringen - erst ab ca.  $600^\circ\text{C}$  zerfällt es nach Gleichung B.1 exotherm zu  $\text{N}_2$  und  $\text{O}_2$  [317, 318]. Die Zersetzungstemperatur kann mittels eines geeigneten Katalysators auf unter  $400^\circ\text{C}$  gesenkt werden [319, 320]



Untersuchungen von Vandenbroek et. al. [321] zeigten, dass sich reines  $\text{N}_2\text{O}$  bei Drücken ab 4,5 bar mit einer Zündenergie von 10 J zur Zersetzung bringen lässt. Karabeyoglu [322] ermittelt eine Zündenergie von 450 mJ bei 50 bar und 300 K mithilfe reaktionskinetischer Modelle. Weiterhin zeigten die Simulationen von Karabeyoglu, dass der Zerfall von Lachgas bei Temperaturen unter 850 K ( $577^\circ\text{C}$ ) so langsam abläuft, dass er für technische Anwendungen keine Rolle spielt und somit auch keine Gefahr darstellt. Während Karabeyoglu laminare Flammengeschwindigkeit von 0,12 m/s für den  $\text{N}_2\text{O}$  Zerfall berechnete, ergaben experimentelle Untersuchungen von Borisov et. al. [323] sowie Berechnungen von Kuznetsov et. al. [324] laminare Flammengeschwindigkeiten im Bereich von 0,01 bis 0,02 m/s. Borisov et. al. [323] ermittelten, abhängig von der Länge der Flammensperre, Löschdurchmesser für den Lachgaszerfall. Hierbei erhielten sie bei der Verwendung einer Flammensperre mit 200 mm Länge für Drücke von 15 bar Löschdurchmesser im Bereich von 10 mm [323]. Bei steigendem Druck (bis 30 bar) sinkt der Löschdurchmesser auf 4 mm ab. Karabeyoglu berechnete für Drücke von 50 bar und Temperaturen von 300 K einen Löschdurchmesser von 7 mm [322].

Zur Beschreibung der minimalen Zündenergie (MZE bzw. MIE siehe Abschnitt 2.2.4) von  $\text{N}_2\text{O}$  in Abhängigkeit vom Druck  $p$  (hier in MPa), ermittelte Borisov [325] folgenden Zusammenhang:

$$MIE [J] = 10 \cdot p^{-2,27} \quad (\text{B.2})$$

B.1. Eigenschaften der Treibstoffbestandteile  $\text{N}_2\text{O}$  (Distickstoffmonoxid / „Lachgas“) und  $\text{C}_2\text{H}_4$  (Ethen)

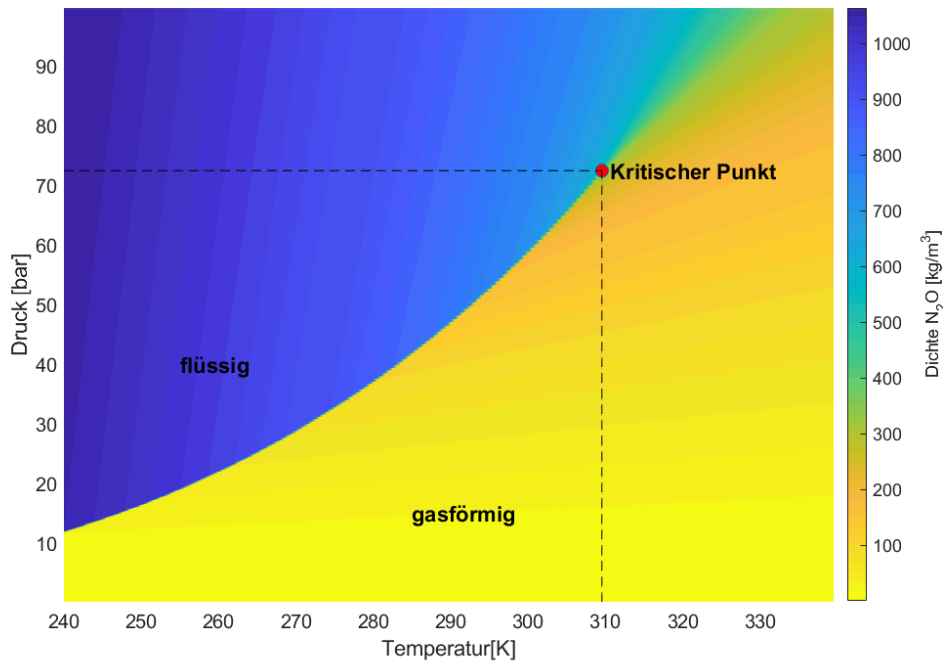


Abbildung B.1.: Phasendiagramm Distickstoffmonoxid  $\text{N}_2\text{O}$ , Stoffdaten aus Refprop [110]

Die dabei berechneten minimalen Zündenergien liegen um 3-5 Zehnerpotenzen über den kritischen Werten für Kohlenwasserstoff/Luft-Gemische (bspw. Zündenergie Methan/Luft 0,029 mJ). Daher wird  $\text{N}_2\text{O}$  bei richtiger Handhabung als sehr sicherer Oxidator angesehen.

Wird Lachgas hingegen mit Brennstoffen gemischt, so kann es zur Bildung einer explosionsfähigen Atmosphäre kommen [104, 105].  $\text{N}_2\text{O}$  kann außerdem bei der Lagerung von Atommüll freigesetzt werden und mit Brennstoffen explosionsfähige Gemische bilden - daher finden auch für den Bereich der Nuklearindustrie sicherheitstechnische Untersuchungen an Lachgas/Brennstoffgemischen statt [104, 326].

Abbildung B.1 zeigt das Phasendiagramm von  $\text{N}_2\text{O}$  in einem für Orbitalantriebe relevanten Temperatur- und Druckbereich. Tabelle B.1 liefert eine Übersicht der charakteristische Stoffdaten von  $\text{N}_2\text{O}$ .



Tabelle B.1.: Charakteristische Stoffgrößen von N<sub>2</sub>O [110, 317]

Stoffgröße	N <sub>2</sub> O
$M$ - Molare Masse	44,01 $\frac{g}{mol}$
$\rho_g$ - Dichte (0°C, 1,013 bar)	1,9774 $\frac{kg}{m^3}$
$T_{sied}$ - Siedepunkt (1,013 bar)	-88,48°C
$\rho_{fl}$ - Flüssigkeitsdichte am Siedepunkt	1231,1 $\frac{kg}{m^3}$
$T_{Tr}$ - Temperatur am Tripelpunkt	-90,8°C
$p_{Tr}$ - Druck am Tripelpunkt	0,878 bar
$T_{krit}$ - Kritische Temperatur	36,4°C
$p_{krit}$ - Kritischer Druck	72,45 bar
$\rho_{krit}$ - Dichte am kritischen Punkt	0,452 $\frac{kg}{m^3}$
$T_{dec}$ - Zersetzungstemperatur (1,013bar)	>600°C

### B.1.2. Ethen (C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>)

Die Brennstoffkomponente im untersuchten Treibstoffgemisch besteht aus Ethen (C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>). C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> liegt bei Normalbedingungen als brennbares, süßlich riechendes, farbloses Gas vor. Ab einem Schwellwert von 260-700 ppm kann es von der menschlichen Nase wahrgenommen werden [317]. Ethen gehört zur Gruppe der aliphatischen, ungesättigten Kohlenwasserstoffe und der organischen Gase.

C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> ist die meistproduzierte organische Grundchemikalien der Welt und wird eingesetzt um bspw. Kunststoffe (Polyethylen), Lösungsmittel oder Kosmetik herzustellen [327, 328]. Die Produktion von Ethen betrug im Jahr 2016 150 Millionen Tonnen [329]. Hergestellt wird C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> mittels Steamcracken aus verschiedenen Kohlenwasserstoffen, in Deutschland geschieht dies bspw. bei der BASF in Ludwigshafen.

Ethen spielt allerdings nicht nur in der Industrie eine bedeutende Rolle - C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> ist auch gleichzeitig ein Pflanzenhormon und steuert den Wachstumsprozess verschiedenen Pflanzen [331, 332]. So beeinflusst Ethen beispielsweise die Samenkeimung, die Initiierung des Wurzel-Wachstums, die Entwicklung von Blüten und den Reifeprozess von Früchten [333]. Aus diesem Grund steht Ethen auch im Verdacht erbgutverändernd zu wirken. Nach aktueller Einstufung [334] ist Ethen als Stoff nach Kategorie M2 eingeordnet, d.h. als ein Stoff, der als erbgutverändernd für den Menschen angesehen werden sollte. Dagegen ist Ethen weder als krebserzeugend noch als reproduktionstoxisch eingestuft. Als größte Ge-

B.1. Eigenschaften der Treibstoffbestandteile  $N_2O$  (Distickstoffmonoxid / „Lachgas“) und  $C_2H_4$  (Ethen)

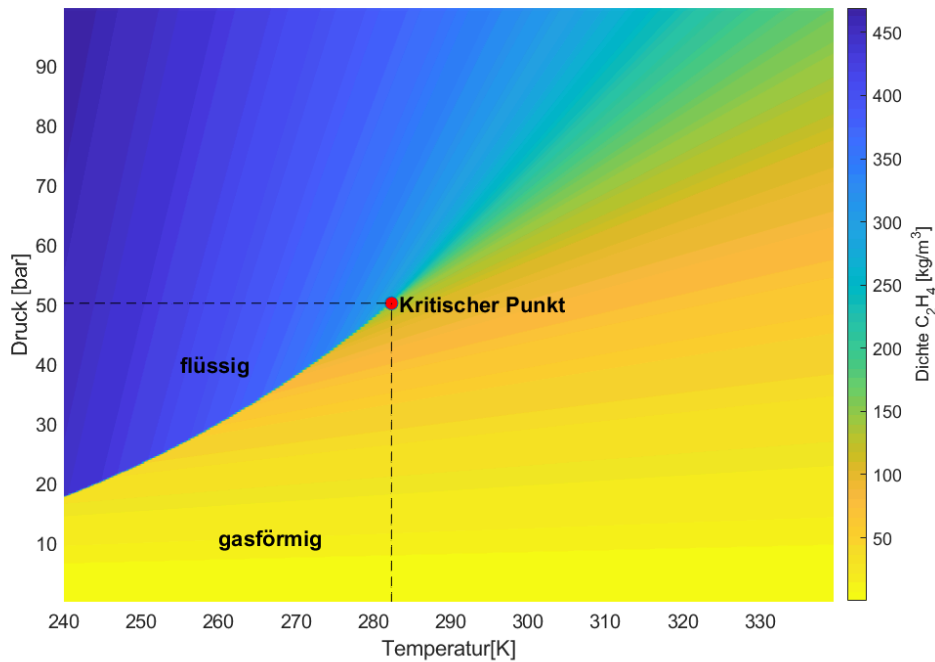


Abbildung B.2.: Phasendiagramm Ethen  $C_2H_4$ , Stoffdaten aus Refprop [110]

Tabelle B.2.: Zündtemperaturen einiger Brennstoff/Luft-Gemische ( $20^\circ C$ , 1,013 bar) [180]

Brennstoff	Zündtemperatur [ $^\circ C$ ]
Ethan	515
Ethen	440
Methan	595
Wasserstoff	560

fahr bei der Handhabung von Ethen wird die betäubende Wirkung des Gases bei hohen Konzentrationen angesehen. In der Vergangenheit wurde aus diesem Grund Ethen auch als Anästhetikum in Betracht gezogen [335].

Ethen kann mit Luft und anderen Oxidatoren zündfähige und explosionsfähige Gemische bilden. Die Tabellen B.2, B.3 und B.4 geben die Zündtemperaturen, Mindestzündenergie und Explosionsgrenzen für Ethen im Vergleich mit ausgewählten Brennstoffe wieder [180]. Weiterhin kann Ethen unter Einwirkung von hohen Zündenergien ( $>5kJ$ ) exotherm zu Kohlenstoff (C), Methan ( $CH_4$ ), Wasserstoff  $H_2$  und Ethan ( $C_2H_6$ ) reagieren [336]. So zeigte Britton [337], dass schon bei  $43^\circ C$  und 30,6 bar (445 psi) durch ausreichend ho-

Tabelle B.3.: Mindestzündenergie einiger Brennstoff/Oxidator-Gemische (20°C, 1,013 bar)  
entnommen aus [180, 330]

<b>Brennstoff</b>	<b>Mindestzündenergie in Luft [mJ]</b>	<b>Mindestzündenergie in Sauerstoff [mJ]</b>
Ethan	0,22	0,0019
Ethen	0,082	0,0009
Methan	0,29	0,004
Wasserstoff	0,017	0,0012

he Zündenergie (ca. 7kJ) die Zersetzung von Ethen eingeleitet werden kann. Bei höheren Temperaturen und Drücken ist eine entsprechend niedrigere Zündenergie notwendig.

Tabelle B.4.: Explosionsgrenzen einiger Brennstoff/Oxidator-Gemische (20°C, 1,013 bar)  
entnommen aus [180, 330]

<b>Brennstoff</b>	<b>Luft</b>		<b>Sauerstoff</b>		<b>Lachgas</b>	
	UEG Vol.-%	OEG Vol.-%	UEG Vol.-%	OEG Vol.-%	UEG Vol.-%	OEG Vol.-%
Ethan	2,4	14,3	2,8	64,0	1,3	33,0
Ethen	2,4	32,6	2,7	81,6	1,4	40,5
Methan	4,4	17,0	4,7	65,0	1,5	45,9
Wasserstoff	4,0	77,0	4,0	95,2	2,9	82,5

Die charakteristischen Stoffdaten von Ethen sind in Tabelle B.5 zusammengefasst. Abbildung B.2 zeigt das Phasendiagramm von  $C_2H_4$  in einem für Orbitalantriebe relevanten Temperatur- und Druckbereich.

B.1. Eigenschaften der Treibstoffbestandteile  $N_2O$  (Distickstoffmonoxid / „Lachgas“) und  $C_2H_4$  (Ethen)

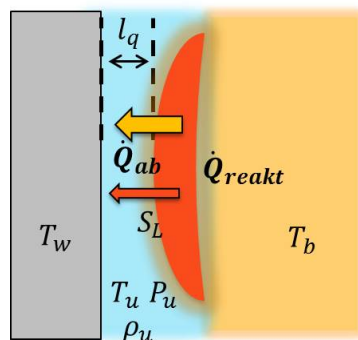
Tabelle B.5.: Charakteristische Stoffgrößen von  $C_2H_4$  [110, 317]

Stoffgröße	$C_2H_4$
$M$ - Molare Masse	28,05 $\frac{g}{mol}$
$\rho_g$ - Dichte (0°C, 1,013 bar)	1,2611 $\frac{kg}{m^3}$
$T_{sied}$ - Siedepunkt (1,013 bar)	-103,8°C
$\rho_{fl}$ - Flüssigkeitsdichte am Siedepunkt	568 $\frac{kg}{m^3}$
$T_{Tr}$ - Temperatur am Tripelpunkt	-169,2°C
$p_{Tr}$ - Druck am Tripelpunkt	0,0012 bar
$T_{krit}$ - Kritische Temperatur	9,2°C
$p_{krit}$ - Kritischer Druck	50,2 bar
$\rho_{krit}$ - Dichte am kritischen Punkt	0,218 $\frac{kg}{m^3}$
$T_{zuend}$ - Zündtemperatur mit Luft (1,013bar)	440°C



# Einfluss der Geometrie auf die kritische Péclet-Zahl

- Senkrechtes Auftreffen der Flammenfront (engl. head on quenching): Hierbei propagiert die Flamme lotrecht auf eine Wand zu. Dieser Fall wurde sowohl theoretisch [184, 186], numerisch [195] als auch experimentell [340–343] untersucht. Für das head on quenching ergeben sich dabei kritische Péclet-Zahlen von ungefähr 3. Das senkrechte Auftreffen der Flammenfront ist in Abbildung C.1 dargestellt



- Ausbreitung der Flammenfront parallel zur Wand (engl. side wall quenching): Bei diesem Fall des Flammenlöschens bewegt sich die Flamme entlang der Wand und wird an den Rändern gelöscht. Dieser Prozess wurde experimentell [344–347] und numerisch [348] detailliert untersucht. Es ergeben sich kritische Péclet-Zahlen von

ungefähr 7. Der Vorgang des seitlichen Flammenlöschens ist schematisch in Abbildung C.2 dargestellt.

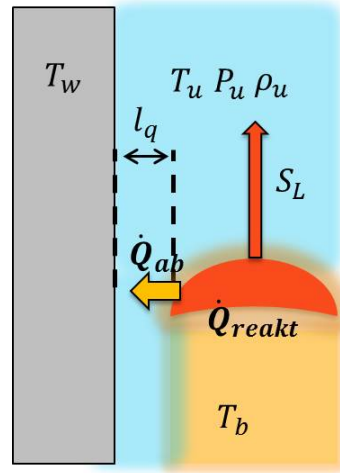


Abbildung C.2.: Flammenlöschens bei wandparalleler Ausbreitung der Flammenfront, Löscharabstand  $l_q$

- Flammenlöschens zwischen parallelen Platten: Dieser Vorgang ist in Abbildung C.3 dargestellt. Hierbei breitet sich die Flamme zwischen parallel Platten aus. Dieser Vorgang wurde ebenfalls experimentell [181–183, 342] und numerisch [181, 339] untersucht. Jarosinski [342] erhält hierbei Péclet-Zahlen von ca. 39. Williams [349] erwähnt einen Proportionalitätsfaktor von Flammendicke zu Löscharabstand von ungefähr 40 bei der Verwendung von parallelen Platten - dies entspricht einer Péclet-Zahl von 40.

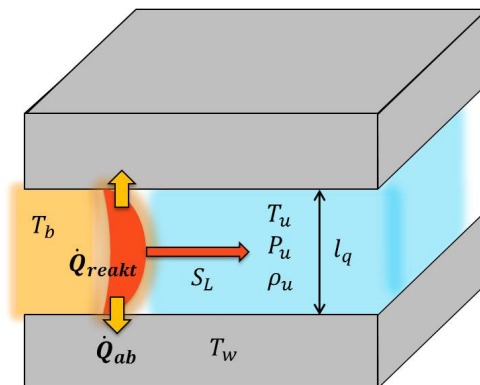


Abbildung C.3.: Flammenlöschens zwischen parallelen Platten, Löscharabstand  $l_q$

- Flammenlöschens in Rohren: Hierbei bewegt sich die Flamme innerhalb eines Rohres fort und wird durch die Wärmeabfuhr an die umgebenden Wände gelöscht. Die in Abschnitt 2.2.2 dargestellte Herleitung der Péclet-Zahl sowie des Löschradius erfolgte anhand dieses Beispiels (Abbildung 2.14). Das Prinzip des Flammenlöschens

in Rohren oder engen Spalten wurde bereits 1817 von Davy beschrieben [205], aufbauend auf diesem Prinzip hatte er zuvor seine sichere Minenlampe entwickelt. Beim Flammenlöschen in Rohren ergibt sich eine kritische Péclet-Zahl zwischen 50 und 65 [135, 185, 187, 188]

Um die unterschiedliche Fälle des Flammenlöschsens für verschiedene Geometrien vergleichen zu können, leiteten Berlad und Potter [350] in den 1950er Jahren Verhältnissfaktoren für den Löschabstand her. Berlads Analysen ergeben, dass die Löschabständen bzw. Péclet-Zahlen bei runden Rohren  $d_q$ , parallel Platten  $l_q$ , rechteckigen Rohren  $l_{q,r}$  und dreieckigen, gleichschenkligen Rohren  $l_{q,d}$  im folgenden Verhältnis zueinander stehen:

$$\frac{l_q^2}{12} = \frac{d_q^2}{32} = \frac{l_{q,r}^2}{12} \cdot \left[ 1 - 0,3 \cdot \frac{l_{q,r}}{b} - 0,047 \cdot \left( \frac{l_{q,r}}{b} \right)^2 \right] = \frac{l_{q,d}^2}{80} \quad (\text{C.1})$$

Um die Korrelation der Löschabstände von parallelen Platten  $l_q$  und runden Rohren  $d_q$  zu verbessern, ergänzte Potter später den empirischen Faktor 1,14 [187]:

$$\begin{aligned} \frac{l_q^2}{12} &= 1,14 \cdot \frac{d_q^2}{32} \\ l_q &= 0,65 \cdot d_q \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

Somit ist  $Pe_{krit,Dreieck} = 1,69 \cdot Pe_{krit,Rohre} = 2,582 \cdot Pe_{krit,Platten}$ . Potters Ergebnisse wurden quantitativ reproduziert und führten zu Abweichungen von ca. 7 % [218]. Unter Verwendung des Wertes von  $Pe_{krit,Platten} = 39 - 40$  für Platten, ergibt sich eine kritische Péclet-Zahl  $Pe_{krit,Rohre} = 60 - 62$  für Rohre und eine kritische Péclet-Zahl von  $Pe_{krit,Dreieck} = 101 - 103$  für dreieckige Kanäle.

Dagegen geben Ferguson und Keck [184] Vorfaktoren von 25,16 und 6,5 zur Berechnung der Péclet-Zahlen beim Flammenlöschen in Rohren, zwischen parallelen Platten und beim head on quenching an, dies führt auf den Zusammenhang  $Pe_{krit,Rohre} = 1,5625 \cdot Pe_{krit,Platten} = 3,8462 \cdot Pe_{head-on}$ . Hierbei ermittelten Ferguson und Keck allerdings Werte von  $Pe_{head-on} = 13 - 14$  für das head on quenching anstatt der oben genannten, mit neuen Methoden exakter ermittelten Péclet-Zahl von 3 [184]. Unter der Annahme einer Péclet-Zahl von 13-14 für das head on quenching, ergeben sich bei Ferguson und Keck Péclet-Zahlen für Rohre von  $Pe_{krit,Rohre} = 50 - 53$  und für parallel Platten von  $Pe_{krit,Platten} = 20 - 22$ .





## Anhang D.

# Ergänzungen: Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung

### D.1. Abgleich und Messfehler der Sensoren

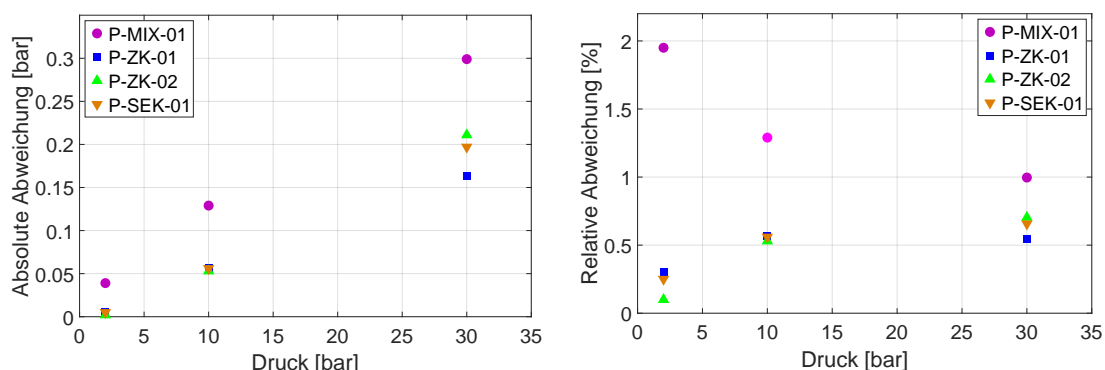
Vor Beginn der Messkampagnen wurden die eingesetzten Drucksensoren im DLR-eigenen Labor kalibriert und die Ergebnisse in einem Kalibrierblatt festgehalten. Um auftretende Fehler innerhalb der gesamten Messkette zu analysieren, wurden zusätzlich zu Beginn einer jeden Versuchsreihe alle relevanten Sensoren mithilfe von Druck- und Temperaturvergleichsstellen in situ abgeglichen. Hierzu wurden die jeweiligen Sensoren anstatt in die Versuchskammern der Zündmessstrecke in eine Vergleichsmessstelle eingebaut und mit einem kalibrierten Referenzgerät abgeglichen.

Die dabei eingesetzte Vergleichsmessstelle besteht aus einer Druckgasflasche mit Druckminderern und Anschlüssen für die Sensoren. Ein kalibriertes Beamex MC 5 Messgerät des Herstellers Germex mit verbautem EXT 250 Druckmodul ist ebenfalls an die Vergleichsmessstelle angeschlossen. Der Aufbau erlaubt den Abgleich mehrerer Sensoren gleichzeitig bei Einstelldrücken bis maximal 200 bar.

Zur Analyse der Abweichungen wurde der über 10 Sekunden aufgezeichnete und gemittelte Wert am Messdatenerfassungssystem mit dem Anzeigewert des Beamex Gerätes verglichen. Der Abgleich wurde für die drei Absolutdrücke 2, 10 und 30 bar durchgeführt, da Drücke in diesem Messbereich im Versuchsbetrieb häufig auftraten. Die Abbildungen D.1a und D.1b zeigen die dabei erhaltenen absoluten und relativen Abweichungen für die Sensoren P-ZK-01, P-ZK-02, P-SEK-01 und P-MIX-01. Der Drucksensor am Mischtank (P-MIX-01) wurde ebenfalls abgeglichen, da er zur Einstellung des gewünschten Mischungsverhältnisses von substanzieller Bedeutung ist.

Abbildung D.1a zeigt, wie die absolute Abweichung der vier Drucksensoren im Vergleich zur Messstelle mit höherem Druck anstieg. Deutlich ist ebenfalls zu erkennen, dass der Sensor an der Mischkammer (P-MIX-01, Sensortyp Kistler 4043A100) die größte absolute

## Anhang D. Ergänzungen: Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung



(a) Absolute Abweichungen der eingesetzten Drucksensoren für 2, 10 und 30 bar zum kalibrierten Referenzgerät (b) Relative Abweichung der eingesetzten Drucksensoren für 2, 10 und 30 bar zum kalibrierten Referenzgerät

Abbildung D.1.: Absolute und relative Abweichungen der eingesetzten Drucksensoren

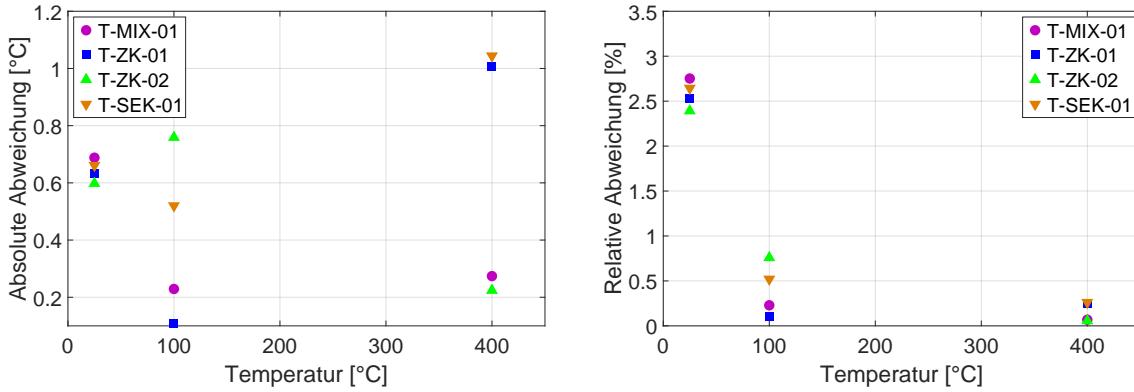
Abweichung aufwies. Die absoluten Abweichungen der Sensoren waren bei 2 bar kleiner als 0,05 bar, bei 30 bar lagen sie zwischen 0,15 und 0,3 bar.

Auch bei der Betrachtung der relativen Abweichungen (D.1b) zeigt sich, dass der Sensor am Mischtank (P-MIX-01, Sensortyp Kistler 4043A100) die höchsten Abweichungen aufwies. Die relative Abweichung bei 2 bar Referenzdruck lag dabei für diesen Sensor bei ca. 2 % und sank bei 30 bar auf ungefähr 1 % ab. Die drei Sensoren an der Zündmessenstrecke (P-ZK-01, P-ZK-02 und P-SEK-01) wiesen über den gesamten Druckbereich hingegen geringe Abweichungen im Bereich von unter 0,5% bis ca. 0,75% auf.

Die Thermoelemente wurden auf ähnliche Weise mit einer Temperaturvergleichsstelle abgeglichen. Hierzu wurden die einzelnen Sensoren aus der Zündmessenstrecke entfernt und in ein kalibriertes Referenztemperaturmessgerät (Beamex FB660 Field Temperature Block) eingebracht. Der Abgleich erfolgte für drei während der Versuche typischerweise auftretende Temperaturen (25, 100 und 400°C). Abbildungen D.1a und D.2b zeigen die absoluten und relativen Abweichungen der Thermoelemente im Vergleich zum Referenz-Temperaturmessgerät.

Verglichen mit dem Referenzmessgerät ergaben sich bei den Temperaturen absolute Abweichungen von maximal 1°C bei einer Temperatur von 400°C (Abbildung D.2a). Für Temperaturen von 100° bzw. 25°C wurden Abweichungen von maximal 0,8°C bzw. 0,7°C erhalten.

Die relativen Abweichungen der eingesetzten Thermoelemente betrugen bei 25°C bei maximal 2,75 % und sanken bei Erhöhung der Temperatur auf 400°C unter 0,5 % ab. Somit lagen die absolute Abweichung der Thermoelemente deutlich unter der maximal angegebenen Grenzabweichung von 2,5°C oder 0,75 %.



(a) Absolute Abweichungen der eingesetzten Thermoelemente für 25, 100 und 400 ° C zum kalibrierten Referenzgerät  
(b) Relative Abweichungen der eingesetzten Thermoelemente für 25, 100 und 400 ° C zum kalibrierten Referenzgerät

Abbildung D.2.: Absolute und relative Abweichungen der eingesetzten Thermoelemente

Den ermittelten und hier dargestellten, maximalen Abweichungen der Druck- und Temperatursensoren wird in der Analyse der Messdaten Rechnung getragen. So ergeben sich die (bspw. in Abschnitt 4.1.1 gezeigten) Fehlerbalken der abgeleiteten Größen anhand der in diesem Abschnitt beschriebenen Abweichungen. Zur Bestimmung der Messabweichungen wurde der maximale Fehler (auch Fehlergrenze genannt) für voneinander unabhängige, fehlerbehaftete Größen nach der folgenden Gleichung ermittelt [281, 351]:

$$\Delta y = \sum_{j=1}^m \left| \frac{\partial y}{\partial x_j} \cdot \Delta x_j \right| = \left| \frac{\partial y}{\partial x_1} \cdot \Delta x_1 \right| + \left| \frac{\partial y}{\partial x_2} \cdot \Delta x_2 \right| + \dots + \left| \frac{\partial y}{\partial x_m} \cdot \Delta x_m \right| \quad (D.1)$$

Hierbei bezeichnet  $\Delta y$  den Gesamtfehler des Ergebnisses  $y$ ,  $\Delta x_i$  sind die Fehler der Eingangsgrößen bzw. Messgrößen  $x_i$  und  $\frac{\partial y}{\partial x_j}$  stellen die partiellen Ableitungen der Ergebnisgröße nach den einzelnen Eingangsgrößen dar.

Die oben genannte Abschätzung der Messfehler stellt hierbei eine Worst-Case Betrachtung dar. Waren ausreichende Messdaten vorhanden, so wurde zunächst die Standardabweichung der Einzelmessung  $\sigma_x$  bestimmt, daraus die Standardabweichung des Mittelwerts  $\sigma_{\bar{x}}$  berechnet und im folgenden hieraus die Standardabweichung der Ergebnisgröße  $\sigma_{\bar{y}}$  ermittelt [281]:

$$\begin{aligned} \sigma_{\bar{y}} &= \sqrt{\sum_{j=1}^m \left( \frac{\partial y}{\partial x_j} \cdot \sigma_{\bar{x}_j} \right)^2} \\ &= \sqrt{\left( \frac{\partial y}{\partial x_1} \cdot \sigma_{\bar{x}_1} \right)^2 + \left( \frac{\partial y}{\partial x_2} \cdot \sigma_{\bar{x}_2} \right)^2 + \dots + \left( \frac{\partial y}{\partial x_m} \cdot \sigma_{\bar{x}_m} \right)^2} \end{aligned} \quad (D.2)$$

Da die Standardabweichung für jeden einzelnen Messwert der durchgeführten Versuche aufwändig zu bestimmen ist und der maximale Fehler anhand des Abgleichs mit kalibrierten Referenzgeräten bestimmt wurde, erfolgte die spätere Auswertung der zusammengesetzten Größen (bspw. die Péclet-Zahlen) mithilfe des maximalen Fehlers nach Gleichung D.1. Für die später ermittelten Ausgleichskurven (siehe bspw. Abbildung 4.6) wurden hingegen die Standardabweichungen in Bezug auf die Messwerte berechnet.

Um einen Temperaturdrift der Drucksensoren zu vermeiden, fand zu Beginn einer jeden Versuchsreihe und in regelmäßigen Abständen während der Versuchsreihen ein Druckabgleich statt. Hierzu wurde entweder der Umgebungsdruck eines Referenzmessgerät als Abgleichsgröße für alle Sensoren verwendet, oder aber nach mehrminütiger Evakuierung der Versuchskammern der Zieldruck der Vakuumpumpen ( $<1$  mbar) als Referenzgröße herangezogen.

## **D.2. Detaillierter Ablauf der Zündversuche**

Ergänzend zu den Beschreibungen in Abschnitt 3.4 ist der Versuchsablauf im folgenden Kapitel nochmals detailliert dargestellt. Die Bezeichnung der unten genannten Ventile und Bauteile sind dem Fluidplan in Abbildung 3.1 zu entnehmen.

### **D.2.1. Versuchsvorbereitung**

Das Flowchart in Abbildung D.3 gibt den detaillierten Ablauf der Versuchsvorbereitung wieder.

Zunächst erfolgte eine Druckprobe des gesamten Aufbaus, hierzu wurden alle Leitungen und die Zündmessstrecke mit ca. 20 bar statischem Druck beaufschlagt. Im nächsten Schritt wurde der gesamte Aufbau bis zu den Ventilen "AV-1 C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>" und "AV-2 N<sub>2</sub>O" mittels einer Vakuumpumpe evakuiert. Nach einer Wartezeit von ca. 10 Minuten wurde das Ventil "AV-3 Füllen" und "HV-3 Redundant" geschlossen, der Mischtank war somit von der Zündmessstrecke abgetrennt.

In einem weiteren Schritt erfolgte die Gemischherstellung. Der Ablauf der Gemischherstellung ist in Abbildung D.4 dargestellt. Mithilfe einer Matlab-Routine, die auf die Realgasdaten der NIST-Datenbank [110] zugreift, wird zunächst das gewünschte Mischungsverhältnis (in den Versuchen das stöchiometrische Mischungsverhältnis) ausgewählt und darauf hin

## D.2. Detaillierter Ablauf der Zündversuche

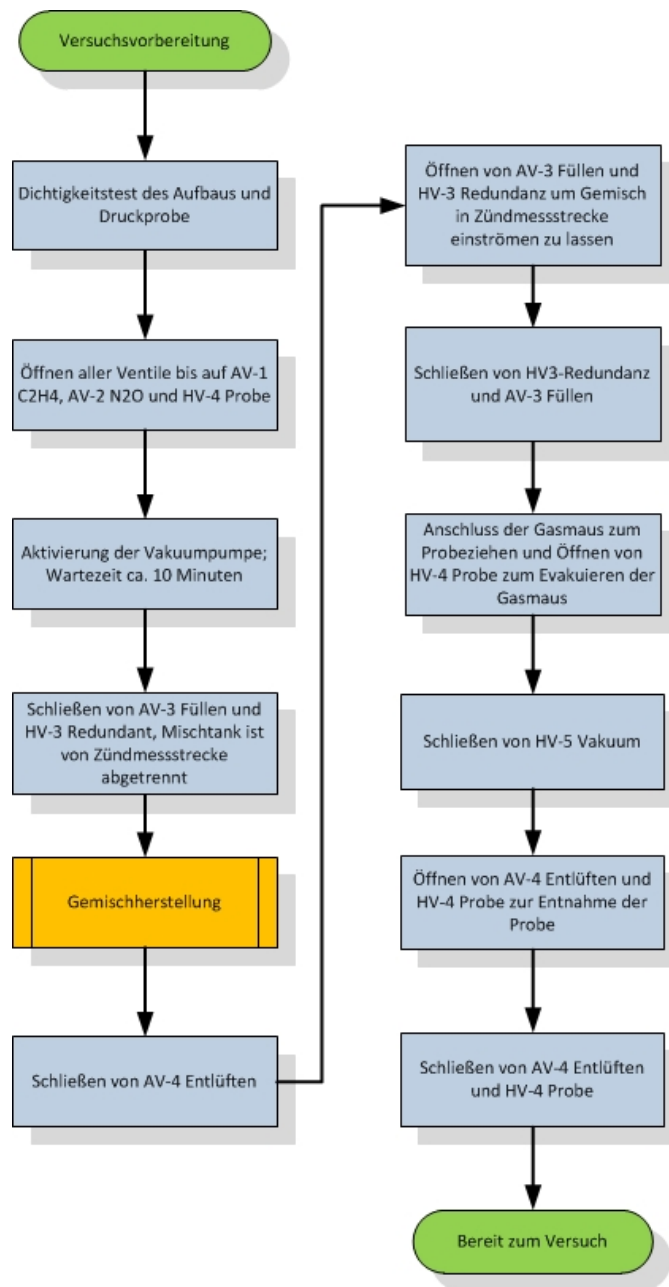


Abbildung D.3.: Ablaufdiagramm der Versuchsvorbereitung

die erforderlichen Partialdrücke und der entstehende Gesamtdruck berechnet. Die Druckminderer von  $\text{N}_2\text{O}$  und  $\text{C}_2\text{H}_4$  wurden entsprechend der Berechnung eingestellt.

Im Anschluss an die Berechnung wurde "HV-2  $\text{N}_2\text{O}$ " geschlossen und "AV-1  $\text{C}_2\text{H}_4$ " geöffnet, bis das einströmende Ethen im Mischtank den gewünschten Druck erreicht hatte. Nach Schließen der Ethenzuleitung ("HV-1- $\text{C}_2\text{H}_4$ " und "AV-1  $\text{C}_2\text{H}_4$ ") wurde der exakte Druck und die Temperatur des im Mischtank befindlichen Ethens bestimmt. Dieser Werte diente

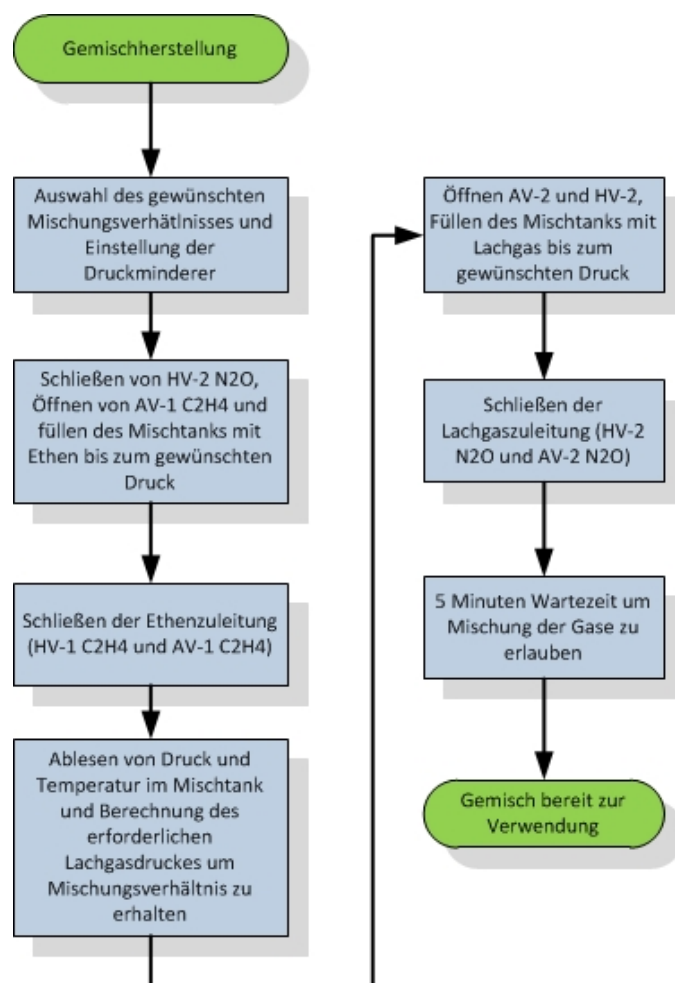


Abbildung D.4.: Ablaufdiagramm der Gemischherstellung

nun einer zweiten Berechnung des erforderlichen Lachgas Partial- sowie des resultierenden Gesamtdrucks. Im nächsten Schritt wurden die Ventile "AV-2" und "HV-2" geöffnet, so dass Lachgas bis zum Erreichen des gewünschten Gesamtdrucks einströmen konnte. Nach Beendigung des Einströmvorgangs wurde die Zuleitungsventile "HV-2 N<sub>2</sub>O" und "AV-2 N<sub>2</sub>O" geschlossen.

Nach einer Ruhezeit von ca. 5 Minuten war das Gemisch bereit zur Verwendung.

### Ermittlung der erforderlichen Partial- und Gesamtdrucke

Das Vorgehen zur Berechnung der erforderlichen Partialdrücke ist hier kurz dargestellt. Bei der Berechnung wurde davon ausgegangen, dass sich die beiden Gase wie ideale Gase mischen lassen, die Zustandsgrößen der beiden Einzelkomponenten N<sub>2</sub>O und C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> wurden jedoch mittels Realgasdaten aus der NIST-Datenbank [110] bestimmt. Zunächst wurde

## D.2. Detaillierter Ablauf der Zündversuche

ein Mischungsverhältnis (für stöchiometrisches Gemisch  $ROF=9,41$  oder  $\Phi=1$ ), der Ethendruck und die entsprechende Temperatur vorgewählt. War die Befüllung des Misch tanks mit Ethen bereits erfolgt, so wurden die vorliegenden Druck- und Temperaturwerte verwendet. Da der Misch tank ein abgeschlossenes Volumen darstellt, keine Massenströme über die Systemgrenzen auftreten und angenommen wurde, dass sich die beiden Gase ohne Wechselwirkung miteinander mischen, ergibt sich mit dem stöchiometrischen Massenverhältnis  $ROF$  das Verhältnis der Dichte von  $N_2O$  und  $C_2H_4$  zu:

$$ROF = 9,41 = \frac{m_{N_2O}}{m_{C_2H_4}} = \frac{V_{Misch} \cdot \rho_{N_2O}}{V_{Misch} \cdot \rho_{C_2H_4}} = \frac{\rho_{N_2O}}{\rho_{C_2H_4}} \quad (D.3)$$

Beispielhaft wird hier für einen Ethendruck von 6 bar bei einer Temperatur von 293 K die erforderliche Dichte und der notwendige Druck für das einströmende Lachgas berechnet:

$$\rho_{C_2H_4,6bar,293K} = 7,17 \text{ kg/m}^3 \quad (D.4)$$

damit folgt die erforderliche Lachgasdichte  $\rho_{N_2O,erf}$  zu:

$$\rho_{N_2O,erf} = \rho_{C_2H_4,6bar,293K} \cdot 9,41 = 67,4697 \text{ kg/m}^3 \quad (D.5)$$

Da sich zu Beginn des Lachgas-Eintrömvorgangs allerdings bereits Ethen mit 6 bar im Misch tank befindet, strömt erst Lachgas hinzu, wenn der Druck auf einen Wert höher als 6 bar ansteigt. Die Summe aus der erforderlichen Lachgasdichte  $\rho_{N_2O,erf}$  und der Dichte von Lachgas bei 6 bar  $\rho_{N_2O,6bar}$  muss also dem Tank zugeführt werden. So muss das Lachgas mit der entsprechend höheren Dichte  $\rho_{N_2O,xbar}$  bzw. dem entsprechend höheren Druck  $xbar$  einströmen:

$$\rho_{N_2O,xbar,293K} + \rho_{N_2O,6bar,293K} = \rho_{N_2O,erf,293K} \quad (D.6)$$

Mithilfe der NIST-Datenbank kann nun die erforderliche  $N_2O$ -Dichte  $\rho_{N_2O,xbar,293K}$  und anhand der im Tank vorliegenden Temperatur der korrespondierende Lachgasdruck  $xbar$  berechnet werden. Für den obigen Fall ergäbe sich eine Dichte  $\rho_{N_2O,xbar}$  von  $78,702 \text{ kg/m}^3$ , was bei 293 K einem Druck von 33,59 bar entspricht. Um das gewünscht Mischungsverhältnis zu erhalten, müsste also Lachgas bis zu einem Gesamtdruck von 33,59 bar in den Misch tank einströmen.

Im Anschluss an die Gemischherstellung wurde das Ventil "AV-4 Entlüften" zur Vakuumpumpe geschlossen und die Zündmessstrecke füllte sich nach Öffnen von "AV-3 Füllen" und "HV-3 Redundanz" mit  $N_2O/C_2H_4$ -Gemisch.

Nachdem die Versuchskammern mit Gasgemisch befüllt waren, wurden die Füllventile "HV-3 Redundanz" und "AV-3 Füllen" wieder geschlossen. Zu Beginn und am Ende einer jeden Versuchskampagne wurde eine Gasprobe des Gemischs entnommen und im physikalisch-chemischen Labor des DLR Lampoldshausen mittels Gaschromatographie analysiert. So konnte sichergestellt werden, dass das gewünschte Mischungsverhältnis erreicht wurde und weiterhin konnte ermittelt werden, ob es während der Versuchsreihe zu



einer Verschiebung des Mischungsverhältnis gekommen war. Zur Entnahme der Gasprobe wurde das Ventil "HV-4 Probe" geöffnet und ein angeschlossener Gasentnahmezylinder zunächst evakuiert.

Im nächsten Schritt wurde "HV-5 Vakuum" geschlossen und danach "AV-4 Entlüften" und "HV-4 Probe" geöffnet. Nun strömte das Gasgemisch aus der Zündmessstrecke in die Gasprobe. Nach dem erneuten Schließen von "AV-4 Entlüften" und "HV-4 Probe" war die Versuchsvorbereitung abgeschlossen und mit der eigentlichen Versuchsdurchführung konnte begonnen werden.

### **D.2.2. Versuchsdurchführung**

Nachdem das Gemisch hergestellt und die Versuchsvorbereitung abgeschlossen war, wurden die eigentlichen Zündversuche durchgeführt. Abbildung D.5 zeigt die hierbei abgelaufenen Schritte. Zunächst wurde das Entlüftungsventil "AV-4 Entlüften" so lange geöffnet, bis der gewünschte Druck (Zünddruck  $p_z$ ) in der Zündmessstrecke erreicht war. Der Massenstrom in die Vakuumpumpe konnte mittels des hinter "AV-4 Entlüften" liegenden Nadelventils justiert werden, um ein präzises Ablassen auf den gewünschten Zünddruck zu ermöglichen. Im Anschluss wurden alle am Aufbau befindlichen Ventile geschlossen und die automatische Testsequenz gestartet. Die Sequenz steuert die Datenerfassung und synchronisiert diese mit den Triggersignalen der Hochgeschwindigkeitskamera. 1000 bzw. 500 ms (Zeitspanne abhängig von den Versuchsbedingungen) nach Starten der Hochgeschwindigkeitskamera, wird die Zündkerze aktiviert. Je nach Versuchsbedingungen wurde die Zündkerze an der Zünd- oder Sekundärkammer eingesetzt (siehe Abbildung 3.2) und dort die Zündung eingeleitet.

Nach erfolgreicher Zündung wurden die Ventile "AV-4 Entlüften" und "HV-5 Vakuum" geöffnet, sodass das verbrannte Gas aus den Zündkammern ausströmen konnte und die Kammern erneut evakuiert wurden. Nach erfolgter Entlüftung, bzw. wenn die Drucksensoren einen Druck unter 0,02 bar anzeigten, wurden die beiden Ventile "AV-4" und "HV-5" zur Vakuumpumpe wieder geschlossen.

Im nächsten Schritt wurden die Messdaten und Hochgeschwindigkeitsaufnahmen einer Vorabanalyse unterzogen. Es wurden hierbei sowohl die Druck- und Temperaturdaten der beiden Versuchskammern als auch die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen zur Bewertung eines Flammendurchschlags herangezogen. In einigen Fällen kam es zu einem sichtbaren Austritt von Flammen auf der abgewandten Seite der Flammensperre, allerdings zu keiner Zündung des dortigen Frischgemischs (siehe Abschnitt 4.3). Aus diesem Grund war die Analyse der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen von großer Bedeutung und die alleinige Aussagekraft der Sensoren blieb auf die Fälle beschränkt, bei denen sich eine Zündung des Frischgemischs auf der stromabgewandten Seite der Flammensperre ereignete. Kam es im durchgeführten Versuch nun zu einem Flammenaustritt aus der Flammensperre, so hing es vom Ergebnis des vorhergehenden Versuch ab, wie weiter verfahren wurde.

## D.2. Detaillierter Ablauf der Zündversuche

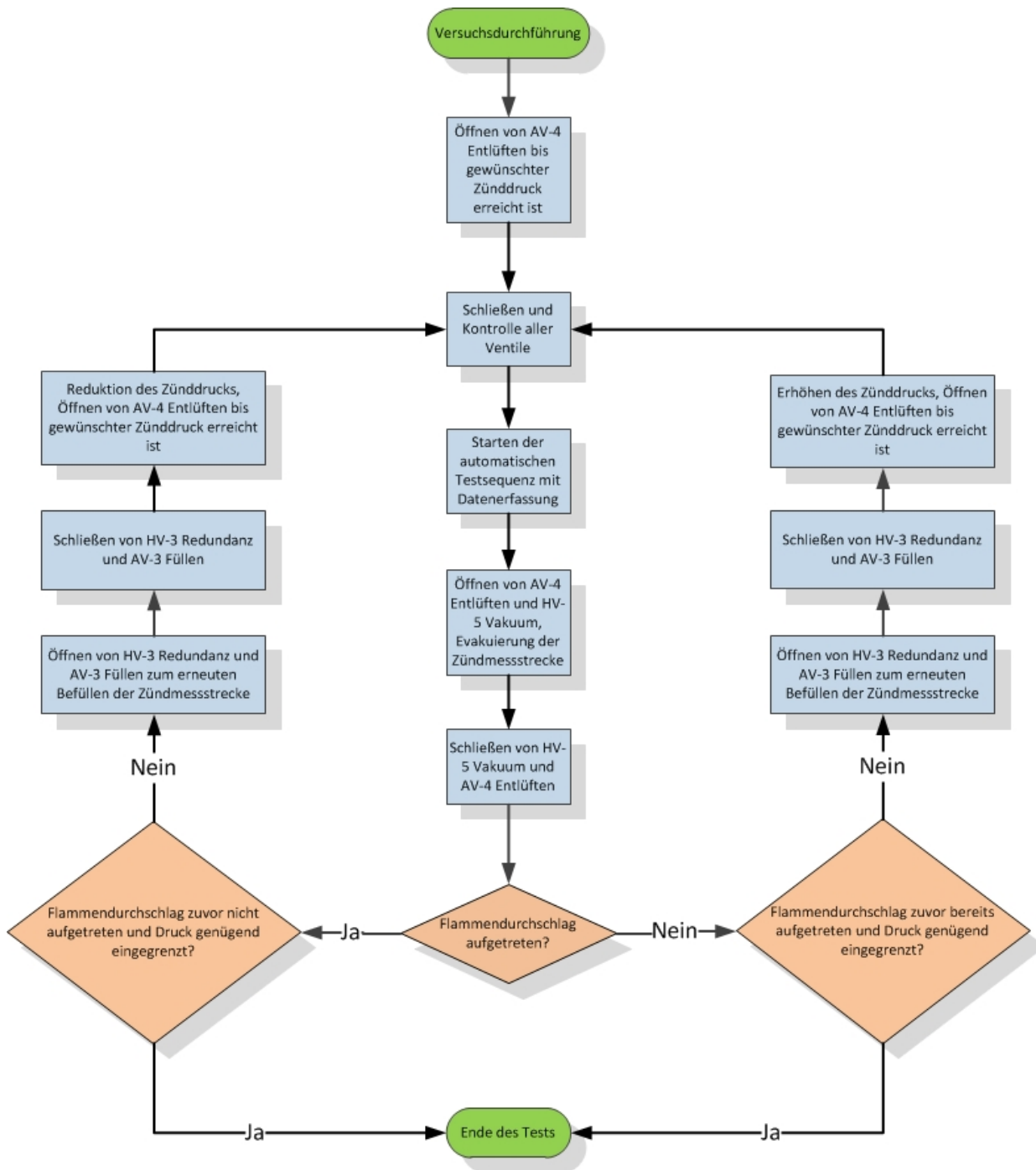


Abbildung D.5.: Ablaufdiagramm der Versuchsdurchführung

## *Anhang D. Ergänzungen: Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung*

Wurde beim vorhergehenden Versuch kein Flammendurchschlag beobachtet und konnte der Druck zwischen "Flammendurchschlag tritt auf" und "Kein Flammendurchschlag tritt auf" ausreichend genau ( $< 0,1$  bar) bestimmt werden, so wurde die Versuchsreihe beendet und es folgte eine weitere Versuchsreihe mit veränderten Randbedingungen.

Wurde hingegen der Bereich zwischen "Flammendurchschlag tritt auf" und "kein Flammendurchschlag tritt auf" noch nicht ausreichend genau bestimmt oder beim vorherigen Versuch wurde ebenfalls ein Flammendurchschlag beobachtet, so erfolgte eine erneute Füllung der Zündmessstrecke mit Frischgemisch. Nach Schließen der Füllventile "HV-3 Redundanz" und "AV-3 Füllen" wurde der Zünddruck nun mithilfe von "AV-4 Entlüften" und der Vakuumpumpe unter das Niveau des vorherigen Versuchs reduziert. Nach Schließen aller Ventile konnte nun eine neue Versuchssequenz mit verringertem Druck gestartet werden.

Kam es bei einem Versuch zu keinem Flammendurchschlag, so wurde ebenfalls überprüft, ob es im vorhergehenden Versuch zu einem Flammendurchschlag gekommen war und der Druckbereich für "Flammendurchschlag tritt auf" und "kein Flammendurchschlag tritt auf" genügend genau bestimmt war. Kam es im vorhergehenden Versuch zu einem Flammendurchschlag und der Bereich war ausreichend genau eingegrenzt, so wurde die Versuchsreihe beendet und eine weitere Versuchsreihe unter neuen Randbedingungen (bspw. Tausch der Flammensperre) konnte durchgeführt werden.

Trat im vorhergehenden Versuch kein Flammendurchschlag auf, so wurde die Messstrecke durch Öffnen von "HV-3" und "AV-3" erneut befüllt. Nach dem Schließen von "HV-3" und "AV-3" wurde der Zünddruck gegenüber dem ersten Versuch erhöht, indem "AV-4 Entlüften" bei einem höheren Druckniveau geschlossen und die Entlüftung früher gestoppt wurde. Anschließend wurde der Versuchsablauf mit höherem Zünddruck wiederholt.

Die Dokumentation der Versuche erfolgte in einem Versuchslogbuch während der Durchführung der Experimente. So konnten die Zündbedingungen, Abweichungen beim Versuchsablauf und Auffälligkeiten in den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen unmittelbar erfasst werden.

Wie in Abschnitt D.1 erwähnt, erfolgte in regelmäßigen Abständen ein Abgleich der drei Drucksensoren (P-ZK-01, P-ZK-02 und P-SEK-01). Hierzu wurden entweder die Versuchskammern für mehrere Minuten lange evakuiert und der Druck auf den vorliegenden Unterdruck (Zildruck der Vakuumpumpen  $< 1$  mbar) abgeglichen oder es erfolgte ein Druckabgleich gegen Umgebungsdruck, der mit einem präzisen Barometer gemessen wurde.

Leichte Veränderungen der Versuchsdurchführung ergaben sich bei den unterschiedlichen Konfigurationen und verwendeten Prüflingen. Bei den Versuchen mit Kapillaren in Konfiguration 3 wurde bspw. der Druck so weit erhöht, bis aus allen Kapillaren ein Flammenaustritt auf der stromab gelegenen Seite zu erkennen war oder der einzustellende Druck die Belastungsgrenzen des Versuchsaufbaus (bzw. der Glasscheiben) erreichte. So konnte für jede einzelne Kapillarposition in Konfiguration 3 der Druck in der Versuchskammer beim Eintritt der Flamme in die Flammensperre bestimmt werden. In der weiteren Analyse wurde so der Einfluss des Kapillaren-Eintrittsdrucks auf den Flammendurchschlag und damit auf die kritische Péclet-Zahl untersucht.

## Anhang E.

# Voruntersuchungen: Laminare Flammengeschwindigkeiten und Löschdurchmesser

In diesem Abschnitt werden die grundlegenden Berechnungen zu den laminare Flammengeschwindigkeiten und Löschdurchmessern des  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemischs dargestellt. Die Berechnungen sowie die Analyse der Einflussfaktoren dienen als Voruntersuchungen für die abgeleiteten Péclet-Zahlen. Die laminaren Flammengeschwindigkeiten wurden mittels eines optimierten und reduzierten Reaktionsmechanismus des DLR Instituts für Verbrennungstechnik [199, 200] und einem Cantera-Skript [204] berechnet. Wie in Abschnitt 2.2.3 beschrieben, wurde der Reaktionsmechanismus anhand des GRI 3.0 Mechanismus hergeleitet und anschließend optimiert sowie reduziert. Anhand des Mechanismus konnten die laminaren Flammengeschwindigkeiten und Zündverzugszeiten aus experimentellen Untersuchungen mit guter Genauigkeit abgebildet werden [199, 200]. Die Stoffdaten des  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemischs wurden der NIST-Datenbank [110] entnommen.

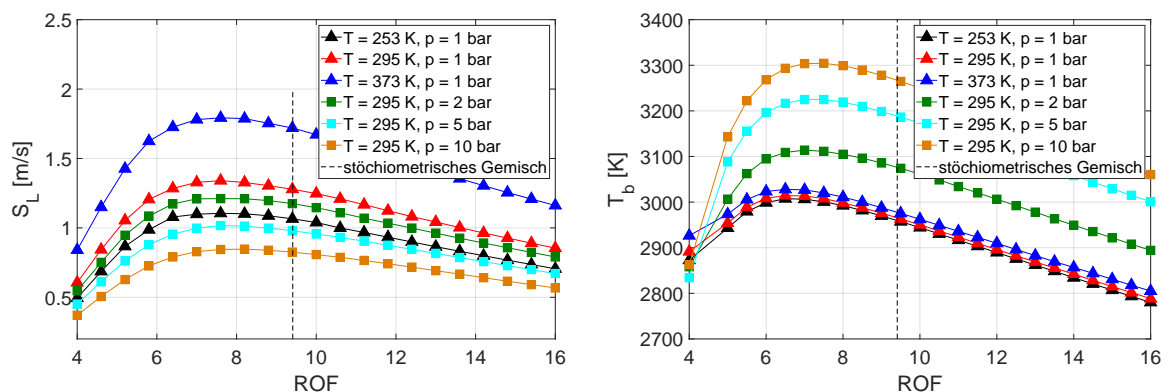
### E.1. Laminare Flammengeschwindigkeit von $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$

Wie in Abschnitt 2.1.1 beschrieben, stellt die laminare Flammengeschwindigkeit  $S_L$  eine charakteristische Größe der Verbrennung dar. Die laminare Flammengeschwindigkeit bestimmt in den durchgeführten Versuchen sowohl die theoretische Flammenausbreitungsgeschwindigkeit  $S_{F,theo}$  (siehe Gleichung 2.2 bzw. Gleichung 4.3) als auch den Löschdurchmesser  $d_q$  (siehe Gleichung 2.52) und stellt eine essentielle Größe zur Beschreibung der ablaufenden Verbrennungsprozesse dar. Im folgenden Abschnitt wird der Einfluss des massenbezogenen Mischungsverhältnisses (ROF), des Druckes  $p_u$ , der Temperatur  $T_u$  und der Dichte  $\rho_u$  auf die laminare Flammengeschwindigkeit des  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemischs dargestellt.

Die Ergebnisse und Einflussfaktoren werden anhand der in Kapitel 2.1.1 vorgestellten Gleichungen und Zusammenhänge diskutiert.

### E.1.1. Einfluss des Mischungsverhältnisses auf die Flammgeschwindigkeit

Abbildung E.1a zeigt die laminare Flammgeschwindigkeit in Abhängigkeit des massenbezogenen Mischungsverhältnisses ROF. Dargestellt sind die Verläufe von  $S_L$  für 3 verschiedene Temperaturen (schwarze, rote und blaue Dreiecke bei 253, 295 und 373 K) sowie für 4 Drücke (rotes Dreieck und grüne, cyanfarbene und orange Rechtecke bei 1, 2, 5 und 10 bar).



(a)  $S_L$  in Abhängigkeit des Mischungsverhältnisses ROF (b)  $T_b$  in Abhängigkeit des Mischungsverhältnisses ROF

Abbildung E.1.: Die laminare Flammgeschwindigkeit  $S_L$  und die Flammentemperatur  $T_b$  in Abhängigkeit des Mischungsverhältnisses ROF, berechnet jeweils für 3 Temperaturen und 4 Drücke

Zusätzlich ist in Abbildung E.1 das stöchiometrische Mischungsverhältnis bei einem ROF von 9,41 als gestrichelte Linie gekennzeichnet. Die Flammgeschwindigkeit weist für alle untersuchten Temperaturen und Drücke im fetten Bereich (ROF zwischen 7 und 8) ein Maximum auf. Von dort fällt  $S_L$  zu fetteren Gemischen (ROF < 7) steil ab, während sich für Gemische im stöchiometrischen und mageren Bereich (ROF > 8) ein langsamer Abfall der laminaren Flammgeschwindigkeit ergibt. Der Verlauf von  $S_L$  in Abhängigkeit vom Mischungsverhältnis lässt sich mithilfe der grundlegenden Herleitungen und Gleichungen aus Kapitel 2.1.1 erklären. So zeigt die Herleitungen der laminaren

### E.1. Laminare Flammengeschwindigkeit von $N_2O/C_2H_4$

Flammengeschwindigkeiten nach Mallard und Le Chatelier [137, 139, 140]:

$$S_L = \sqrt{\frac{\lambda \cdot (T_b - T_i)}{\rho_u \cdot c_p (T_i - T_u)} \frac{\dot{\omega}}{\rho_u}} \quad (2.12)$$

folgenden Zusammenhang zwischen der Flammen- oder Verbrennungstemperatur  $T_b$  und der laminaren Flammengeschwindigkeit  $S_L$ :

$$S_L \sim \sqrt{e^{-\frac{1}{T_b}}} \quad (2.21)$$

auch die Herleitung der Flammengeschwindigkeit nach von Zeldovich, Frank-Kamenetskii und Semenov [136, 137, 139]:

$$S_L = \sqrt{\frac{2}{a_0} \frac{\lambda}{\rho_u c_p} \left( A \cdot e^{\left(\frac{-E_a}{R \cdot T_b}\right)} \right) \left( \frac{RT_b^2}{E_a (T_b - T_u)} \right)} \quad (E.1)$$

liefert einen direkten Zusammenhang zwischen der Flammentemperatur und der laminaren Flammengeschwindigkeit. Hierbei ergibt sich folgende Proportionalität:

$$S_L \sim \sqrt{e^{-\frac{1}{T_b}} \left( \frac{T_b^2}{T_b - T_u} \right)} \quad (E.2)$$

Die Zusammenhänge aus Gleichung E.1 beschreiben, wie die Verbrennungstemperatur  $T_b$  und die Stoffgrößen  $\rho_u$ ,  $c_p$  und  $\lambda_u$  die Flammengeschwindigkeit  $S_L$  beeinflussen. Ändert sich das Mischungsverhältnis des unverbrannten Gemischs, so ergeben sich leicht veränderte Werte für  $\lambda_u$  und  $c_{p,u}$ . Die Verbrennungstemperaturen hingegen variieren stark mit dem vorliegenden Mischungsverhältnis.

Der Zusammenhang zwischen dem Mischungsverhältnis ROF und der Verbrennungstemperatur  $T_b$  ist in Abbildung E.1b dargestellt. Die Temperaturen des verbrannten Gemischs wurden ebenfalls mit Cantera [204] und den beschriebenen Reaktionsmechanismen von Naumann et. al. [199] berechnet. Die Berechnung geschieht hierbei unter der Annahme einer eindimensionalen, adiabaten Flamme. In Diagramm E.1b sind dabei die maximalen Temperaturen dargestellt, die sich bei der Berechnung der eindimensionalen Flamme ergeben.

Wie im Diagramm der Flammengeschwindigkeiten E.1a sind in Abbildung E.1b die Flammentemperaturen für 3 verschiedene Temperaturen (schwarze, rote und blaue Dreiecke) und 4 verschiedene Drücke (rote Dreiecke bzw. grüne, cyanfarbene und braune Rechtecke) dargestellt. Analog zur Flammengeschwindigkeit zeigen die Verbrennungstemperaturen ein Maximum im fetten Bereich, hier bei einem ROF von ca. 6,5 - 7,5. Weiterhin ergeben sich für die Flammentemperaturen ähnliche Verläufe wie für die laminare Flammengeschwindigkeit im mageren und fetten Bereich. So fällt die Temperatur für fetter werdende Gemische (ROF < 6) stark ab. Im Bereich der stöchiometrischen und mageren Gemische (ROF

$> 7,5$ ) zeigt sich dagegen ein langsamerer Abfall der Flammentemperatur mit magerer werdendem Gemisch.

Auffällig im Diagramm ist der Bereich mit einem  $\text{ROF} < 5$ , hier kreuzen sich die Verbrennungstemperaturen bei einem Druck von 1 bar mit den Verbrennungstemperaturen bei höheren Drücken. Diese Überschneidung wird vermutlich aufgrund von Ungenauigkeiten der Reaktionsmechanismen im Bereich sehr fetter Gemische hervorgerufen. Die verwendeten Reaktionsmechanismen wurden auf Zündverzögerungen und laminare Flammengeschwindigkeiten im Bereich von  $\Phi = 0,5 = \text{ROF } 18,8$  bis  $\Phi = 2 = \text{ROF } 4,7$  hin optimiert und angepasst [199, 200]. Aus diesem Grund wächst der Fehler der Berechnungen für Gemische unterhalb von  $\text{ROF} = 5$  wahrscheinlich deutlich an und führt so zu den beschriebenen Überschneidungen der Kurven in Abbildung E.1b.

### E.1.2. Einfluss von Druck und Temperatur auf die Flammengeschwindigkeit

Wie Abbildung E.1a zeigt, beeinflusst neben dem Mischungsverhältnis auch der Druck und die Temperatur des unverbrannten Gemischs die laminare Flammengeschwindigkeit. Für das untersuchte  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemisch sinkt die Flammengeschwindigkeit mit steigendem Druck  $p_u$ , erhöht sich allerdings mit steigender Temperatur  $T_u$ .

Zur Beschreibung der Abhängigkeit der Flammengeschwindigkeit von Druck und Temperatur lässt sich die grundlegende Theorie der laminaren Flammen von Mallard und Le Chatelier (siehe Abschnitt 2.1.1) verwenden. So verhält sich die Flammengeschwindigkeit laut Gleichung 2.12 antiproportional zur Frischgasdichte  $\rho_u$ :

$$S_L \sim \frac{1}{\rho_u} \quad (2.15)$$

Handelt es sich beim umgesetzten Gemisch um ein kompressibles Gas, so ist sich die laminare Flammengeschwindigkeit damit auch antiproportional zum Druck  $p_u$ :

$$S_L \sim \frac{1}{p_u} \quad (2.16)$$

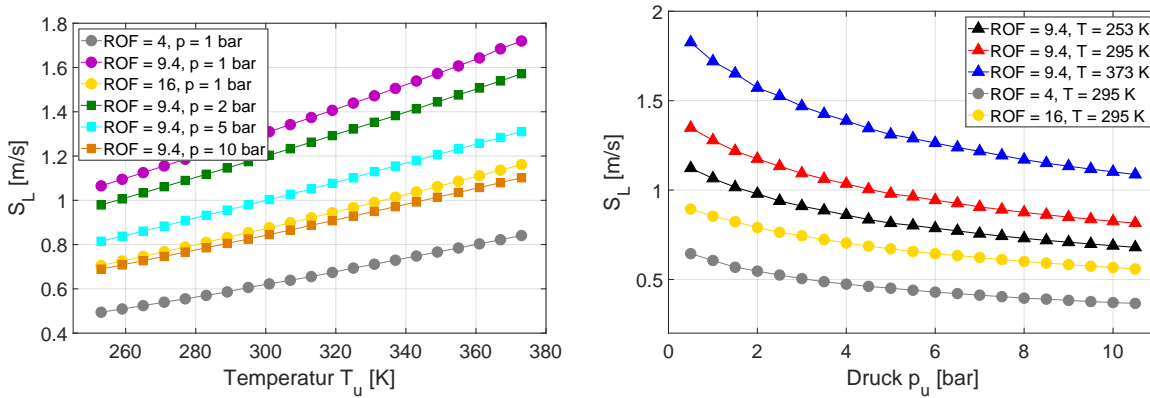
bzw. proportional zur Temperatur:

$$S_L \sim T_u \quad (2.17)$$

Auch die Mithilfe der Reaktionsmechanismen berechneten Flammengeschwindigkeiten folgen den Proportionalitäten aus Gleichung 2.15, 2.16 und 2.17. So zeigt Abbildung E.2a die Änderung der Flammengeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Temperatur und Abbildung E.2b die Entwicklung der Flammengeschwindigkeit bei Veränderung des Druckes.

Das Diagramm in Abbildung E.2a stellt dabei die auftretenden Flammengeschwindigkei-

## E.1. Laminare Flammengeschwindigkeit von $N_2O/C_2H_4$



(a)  $S_L$  in Abhängigkeit von der Gemischtemperatur  $T_u$

(b)  $S_L$  in Abhängigkeit vom Druck  $p_u$

Abbildungung E.2.: Die laminare Flammengeschwindigkeit  $S_L$  in Abhängigkeit von Temperatur und Druck, berechnet jeweils für 3 Mischungsverhältnisse und 3 Temperaturen bzw. 4 Drücke

ten für 3 verschiedene Mischungsverhältnisse (Kreise in grau, magenta und gelb, ROF = 4, 9,4 und 16) und für 4 verschiedene Drücke (Kreis in magenta und Dreiecke in grün, cyan und braun, 1, 2, 4 und 10 bar) in Abhängigkeit der Temperatur dar. Es zeigt sich ein nahezu linearer Zusammenhang zwischen der Temperatur und der Flammengeschwindigkeit. Das Mischungsverhältnis und der Druck bestimmen dabei sowohl die Steigung als auch die horizontale Verschiebung der Kurven in Diagramm E.2a.

Abbildungung E.2b zeigt die berechneten Flammengeschwindigkeiten in Abhängigkeit vom Druck des Frischgemisches  $p_u$ . Hierbei ist  $S_L$  für drei Temperaturen (Dreiecke in schwarz, rot und blau 253, 295 und 273 K) und für drei Mischungsverhältnisse (rotes Dreieck, grauer und gelber Kreis ROF 9,4, 4 und 16) dargestellt. In Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage findet sich ein antiproportionaler Zusammenhang zwischen dem Druck des Frischgemisches und der resultierenden Flammengeschwindigkeit. Die Lage der Kurven in y-Richtung ergibt sich dabei in Abhängigkeit vom Mischungsverhältnis und von der Temperatur des Frischgemisches.

Abbildungung E.2 zeigt, dass die Temperatur die Flammengeschwindigkeit deutlich stärker beeinflusst als der Druck. Steigt bspw. die Temperatur um 37% von 259 K auf 355 K bei einem ROF von 9,41 und einem Druck von einem bar, so folgt ein Anstieg der Flammengeschwindigkeit um 47 % von 1,095 m/s auf 1,607 m/s.

Demgegenüber bewirkt eine Verdopplung des Druckes von einem bar auf zwei bar bei einem ROF von 9,4 und einer Temperatur von 295 K lediglich eine Verringerung der laminaren Flammengeschwindigkeit um 8% von 1,278 m/s auf 1,175 m/s.

Die stärkere Abhängigkeit der laminaren Flammengeschwindigkeit von der Temperatur verglichen mit der geringeren Abhängigkeit vom Druck, spiegelt sich auch in vielen empi-



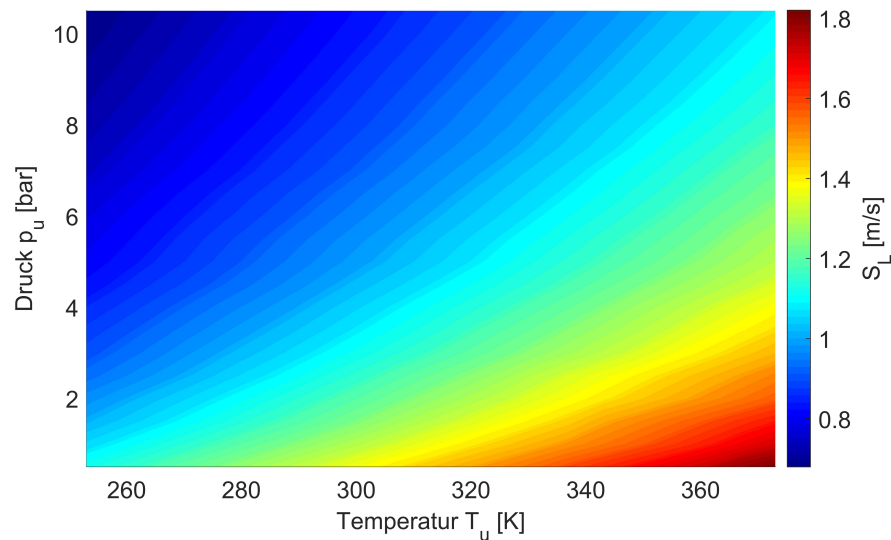


Abbildung E.3.: Die laminare Flammengeschwindigkeit  $S_L$  in Abhängigkeit von Temperatur und Druck, berechnet für ROF=9,4

rischen Korrelationen wieder [140, 352].

Der Einfluss von Druck und Temperatur auf die Flammengeschwindigkeit lässt sich auch anschaulich anhand eines Contourplot darstellen. Abbildung E.3 liefert den Zusammenhang zwischen Temperatur, Druck und auftretender Flammengeschwindigkeit. Die Geschwindigkeiten wurden dabei jeweils für ein ROF von 9,4 ermittelt.

Abbildung E.4 zeigt die Flammengeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Dichte  $\rho_u$  des Frischgemisches. Hierbei ist  $S_L$  für 3 verschiedene Mischungsverhältnisse (4, 9,4 und 16 in rot, grau und gelb) sowie für 3 Temperaturen (253 K, 295 K und 373 K in schwarz, rot und blau) dargestellt.

In Abbildung E.4 ist zu erkennen, dass für identische Dichten des Frischgemisches, je nach Temperatur (bzw. Druck) und Mischungsverhältnis unterschiedliche Flammengeschwindigkeiten resultieren. Weiterhin zeigt sich, dass für größere werdende Dichte bei gleichbleibendem Mischungsverhältnis und gleicher Temperatur die Flammengeschwindigkeit absinkt - in diesen Fällen muss sich zur Steigerung der Dichte der Druck erhöhen, was die Flammengeschwindigkeit verringert.

Für größere Temperaturen und Mischungsverhältnisse näher an der Stöchiometrie ergeben sich in Abbildung E.4 bei gleicher Dichte höhere Flammengeschwindigkeiten. Da die Dichte aus fixen, vorgegeben Druck- und Temperaturwerten mittels Refprop [110] berechnet wurde, enden die Kurven im Diagramm E.4 bei unterschiedlichen Dichtewerten. Zusätzlich ergeben sich für die Abstände zwischen den einzelnen, berechneten Punkten unterschied-

## E.2. Einflussfaktoren auf die Flammendicke $\delta_{f,d}$ und berechnete Löschdurchmesser $d_q$

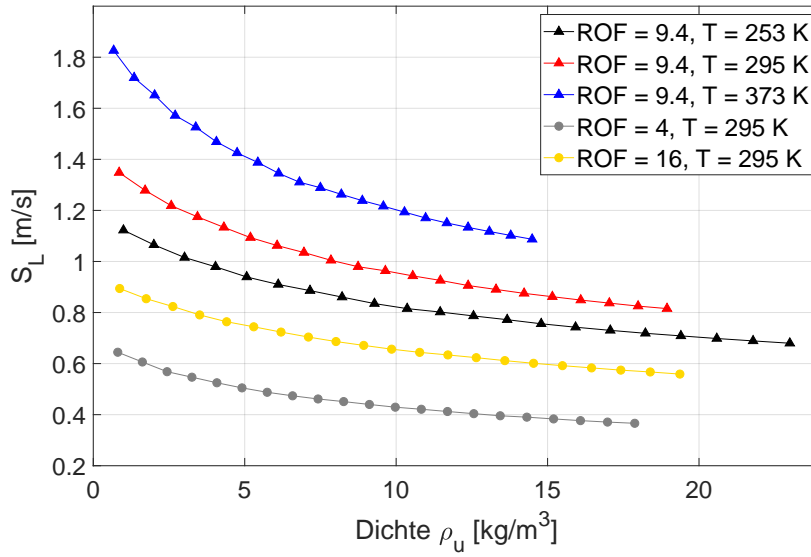


Abbildung E.4.:  $S_L$  in Abhängigkeit von der Dichte des Frischgemischs  $\rho_u$

liche Werte je nach vorgewähltem Druck oder Temperatur.

## E.2. Einflussfaktoren auf die Flammendicke $\delta_{f,d}$ und berechnete Löschdurchmesser $d_q$

Die Flammendicke  $\delta_{f,d}$  stellt eine charakteristische Größe der Flamme dar und spielt eine wichtige Rolle bei der Ermittlung des Löschdurchmessers  $d_q$ . Sie setzt sich zusammen aus der Temperaturleitfähigkeit des unverbrannten Gemischs  $\alpha_u$  sowie der laminaren Flammgeschwindigkeit  $S_L$  (siehe Abschnitt 2.1.1):

$$\delta_{f,d} = \frac{\alpha_u}{S_L} \quad (2.5)$$

mit

$$\alpha_u = \frac{\lambda_u}{\rho_u \cdot c_{p,u}} \quad (2.4)$$

Der Löschdurchmesser wiederum ergibt sich aus der Flammendicke  $\delta_{f,d}$  multipliziert mit der kritischen Péclet-Zahl  $Pe_{krit}$ :

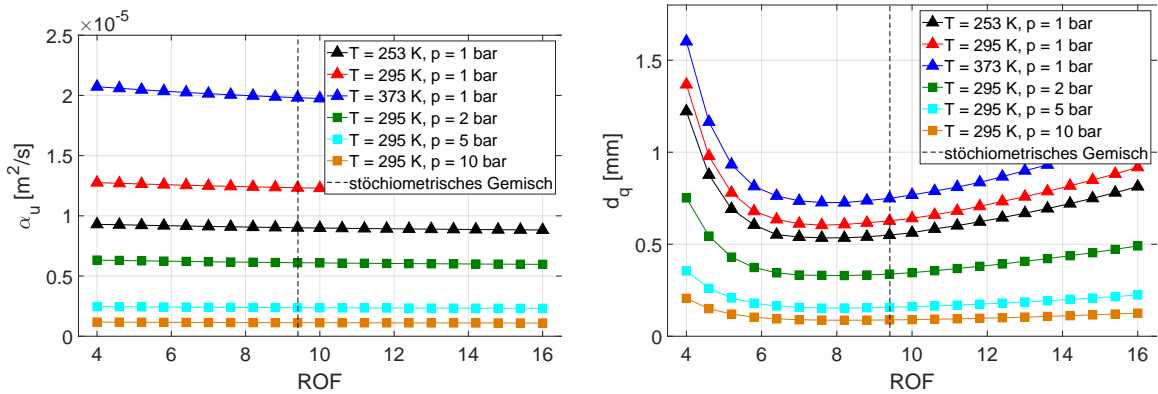
$$d_q = \delta_{f,d} \cdot Pe_{krit} = \frac{\alpha_u}{S_L} \cdot Pe_{krit} \quad (2.52)$$

Um die Flammendicke und damit den Löschdurchmesser zu bestimmen, ist also die Kenntnis von  $S_L$  und  $\alpha_u$  erforderlich. Im folgenden Abschnitt wird zunächst dargestellt, wie das Mischungsverhältnis, der Druck und die Temperatur bzw. die Dichte die Temperaturleitfähigkeit  $\alpha_u$  beeinflussen.

Im nächsten Schritt werden dann die genannten Einflussfaktoren auf die laminare Flammengeschwindigkeit und Temperaturleitfähigkeit kombiniert. So wird anschließend diskutiert, wie das Mischungsverhältnis, der Druck, die Temperatur und die Dichte die Flammendicke und damit den Löschdurchmesser  $d_q$  beeinflussen.

### E.2.1. Einfluss des Mischungsverhältnisses

Abbildung E.5a zeigt den Verlauf von  $\alpha_u$  in Abhängigkeit vom Mischungsverhältnis ROF. Dargestellt sind wieder  $\alpha_u$  Werte für drei verschiedene Temperaturen (Dreiecke in schwarz, rot und blau für 253, 295 und 373 K) und vier Drücke (rotes Dreieck sowie Rechtecke in grün, cyan und braun für 1, 2, 5 und 10 bar). Im Gegensatz zur laminaren Flammengeschwindigkeit zeigt sich, dass die Temperaturleitfähigkeit nahezu konstant über den gesamten Bereich des Mischungsverhältnisses ist.



(a)  $\alpha_u$  in Abhängigkeit vom Mischungsverhältnis (b)  $d_q$  in Abhängigkeit vom Mischungsverhältnis für  $Pe_{krit} = 65$

Abbildung E.5.: Die Temperaturleitfähigkeit  $\alpha_u$  und der Löschdurchmesser  $d_q = Pe_{krit} \cdot \frac{\alpha_u}{S_L}$  in Abhängigkeit vom Mischungsverhältnis,  $Pe_{krit} = 65$

Weiterhin zeigt Abbildung E.5a, dass  $\alpha_u$  mit steigendem Druck ab- und mit steigender Temperatur zunimmt.

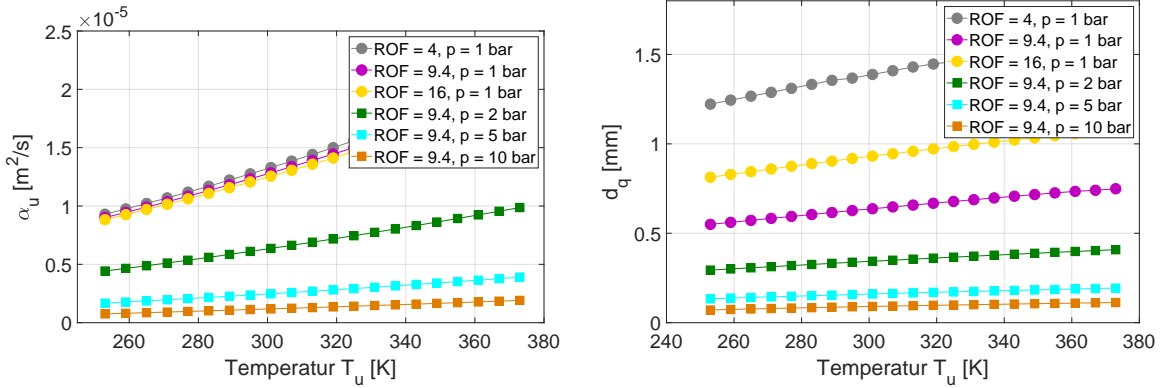
Im Gegensatz zur Temperaturleitfähigkeit zeigt sich beim Löschdurchmesser  $d_q$ , dargestellt in Abbildung E.5b, eine deutliche Abhängigkeit vom Mischungsverhältnis. Für den jeweils berechneten Löschdurchmesser wurde hierbei eine kritische Péclet-Zahl  $Pe_{krit}$  von 65 angenommen. Da die Werte von  $\alpha_u$  nahezu unbeeinflusst vom Mischungsverhältnis verlaufen,

## E.2. Einflussfaktoren auf die Flammendicke $\delta_{f,d}$ und berechnete Löschdurchmesser $d_q$

spiegelt sich in den resultierenden Werten für  $d_q$  der Einfluss des Mischungsverhältnisses auf die Flammengeschwindigkeit  $S_L$  (Siehe Abbildung E.1a) wieder (siehe Gleichung 2.52). Die kleinsten Löschdurchmesser in Abbildung E.5b werden bei einem ROF von ca. 8 und damit im Bereich eines leicht fetten Gemischs erreicht. Nichtsdestotrotz sind die Löschdurchmesser eines stöchiometrischen  $N_2O/C_2H_4$ -Gemischs nur geringfügig größer. Während  $d_q$  für fetter werdende Gemische stark ansteigt, wächst der Löschdurchmesser für magerere Gemische langsamer. Für sehr fette Gemische kann der Quenchingdurchmesser auf den doppelten Wert des Durchmessers eines stöchiometrischen Gemischs ansteigen. Mit steigender Temperatur des unverbrannten Gemischs steigt auch der Löschdurchmesser an, wohin gegen sich bei steigenden Drücken geringere Löschdurchmesser ergeben.

### E.2.2. Einfluss von Temperatur und Druck

Abbildungen E.6a und E.6b geben den Einfluss der Frischgemischtemperatur  $T_u$  auf die Temperaturleitfähigkeit  $\alpha_u$  und den Löschdurchmesser  $d_q$  wieder. Hierbei sind die resultierenden  $\alpha_u$  und  $d_q$  Werte für ein ROF von 4, 9,4 und 16 (Kreise in grau, magenta und gelb) sowie für Drücke von 1, 2, 5 und 10 bar (Kreis in magenta, Rechtecke in grün, cyan und braun) dargestellt.



(a)  $\alpha_u$  in Abhängigkeit von der Frischgemischtemperatur (b)  $d_q$  in Abhängigkeit von der Frischgemischtemperatur

Abbildung E.6.: Die Temperaturleitfähigkeit  $\alpha_u$  und der Löschdurchmesser  $d_q = Pe_{krit} \cdot \frac{\alpha_u}{S_L}$  in Abhängigkeit von der Temperatur,  $Pe_{krit} = 65$

Abbildung E.6a zeigt, dass  $\alpha_u$  mit steigender Temperatur ebenfalls ansteigt. Diesen Zusammenhang spiegelt auch die grundlegende Gleichung 2.4 für  $\alpha$  wieder. So nimmt die Dichte bei konstantem Druck mit steigender Temperatur ab, folglich steigt  $\alpha_u$  an:

$$\alpha_u \sim T_u \quad (E.3)$$

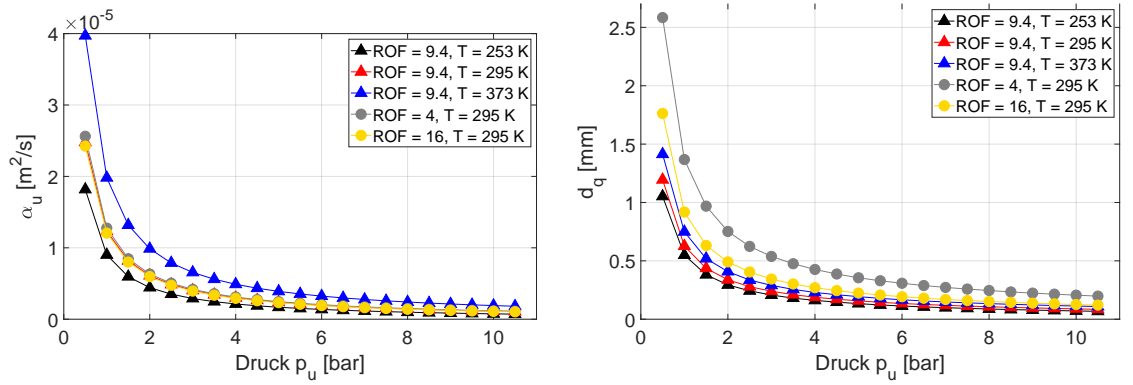
## Anhang E. Voruntersuchungen: Laminare Flammgeschwindigkeiten und Löschdurchmesser

Der Verlauf von  $d_q$  in Abhängigkeit von der Temperatur (Abbildung E.6b) zeigt ebenfalls einen Anstieg des Löschdurchmessers mit zunehmender Temperatur. Werden die Verläufe von  $\alpha_u$  (Abbildung E.6a) und  $S_L$  (Abbildung E.2a) gegenübergestellt, so zeigt sich sowohl bei  $S_L$  als auch bei  $\alpha_u$  ein Anstieg mit zunehmender Frischgemischtemperatur. Da  $\alpha_u$  allerdings stärker mit der Temperatur wächst als  $S_L$ , folgt für den resultierenden Löschdurchmesser ebenfalls eine Vergrößerung mit steigender Temperatur. Somit ergibt sich:

$$d_q \sim T_u \quad (\text{E.4})$$

Die Steigungen der Kurven in Abbildung E.6a und E.6b ergeben sich dabei abhängig vom vorliegenden Druck und Mischungsverhältnis.

Die Graphen in Abbildung E.7a und E.7b stellen den Einfluss des Druckes auf die Temperaturleitfähigkeit und den Löschdurchmesser dar.



(a)  $\alpha_u$  in Abhängigkeit vom Druck des Frischgemischs (b)  $d_q$  in Abhängigkeit vom Druck des Frischgemischs

Abbildung E.7.: Die Temperaturleitfähigkeit  $\alpha_u$  und der Löschdurchmesser  $d_q = Pe_{krit} \cdot \frac{\alpha_u}{S_L}$  in Abhängigkeit vom Druck des Gemischs,  $Pe_{krit} = 65$

Hierbei sind wieder die berechneten  $\alpha_u$  und  $d_q$  Werte für jeweils 3 Mischungsverhältnisse (rotes Dreiecke, graue und gelbe Kreise für ROF = 9,4, 4 und 16) und 3 Temperaturen (schwarze, rote und blaue Dreiecke für 253, 295 und 373 K) gezeigt.

Wie Abbildung E.7a verdeutlicht, fällt  $\alpha_u$  mit steigendem Druck ab. Dieser Verlauf folgt aus der Dichtezunahme bei steigendem Druck und Gleichung 2.4. Somit gilt für  $\alpha$ :

$$\alpha_u \sim \frac{1}{p_u} \quad (\text{E.5})$$

Werden die Verläufe von  $S_L$  und  $\alpha_u$  bei sich veränderndem Druck miteinander verglichen (Abbildung E.2b und E.7a), so zeigt sich, dass sowohl  $\alpha_u$  als auch  $S_L$  mit höherem Druck abnehmen. In Analogie zum zuvor beschriebenen Einfluss der Temperatur, bewirkt der Druck allerdings eine stärkere Änderung von  $\alpha_u$  als von  $S_L$ . Daraus folgt, dass trotz gegenläufiger

## E.2. Einflussfaktoren auf die Flammendicke $\delta_{f,d}$ und berechnete Löschdurchmesser $d_q$

Einflüsse von  $\alpha_u$  und  $S_L$  auf  $d_q$  der Löschdurchmesser mit steigendem Druck sinkt. Für den Löschdurchmesser  $d_q$  lässt sich damit festhalten:

$$d_q \sim \frac{1}{p_u} \quad (\text{E.6})$$

Abbildung E.8 zeigt den Einfluss von Frischgemischdruck- und Temperatur auf den Löschdurchmesser in einem Contourplot. Die Löschdurchmesser wurden für ein Mischungsverhältnis von 9,4 und eine Péclet-Zahl von 65 berechnet. Anhand des Diagramms lässt sich der Wertebereich des Löschdurchmessers bei den untersuchten Drücken und Temperaturen erkennen. So liegt der Löschdurchmesser bspw. bei Drücken von einem bar je nach Temperatur zwischen 0,5 und 0,7 mm.

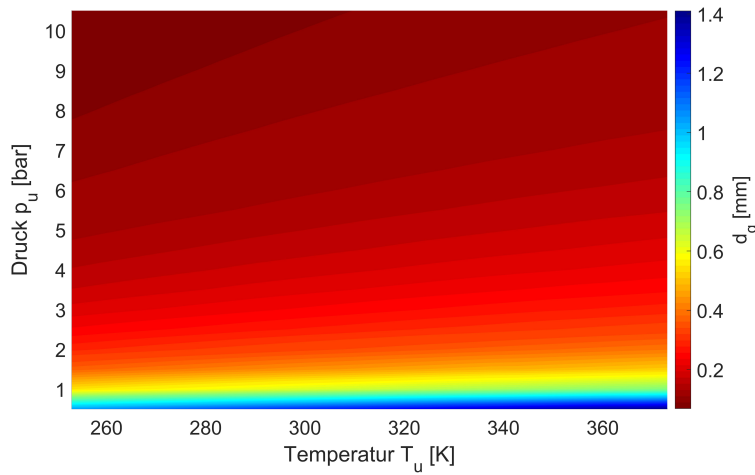


Abbildung E.8.: Löschdurchmesser  $d_q$  in Abhängigkeit von Druck und Temperatur des Frischgemischs

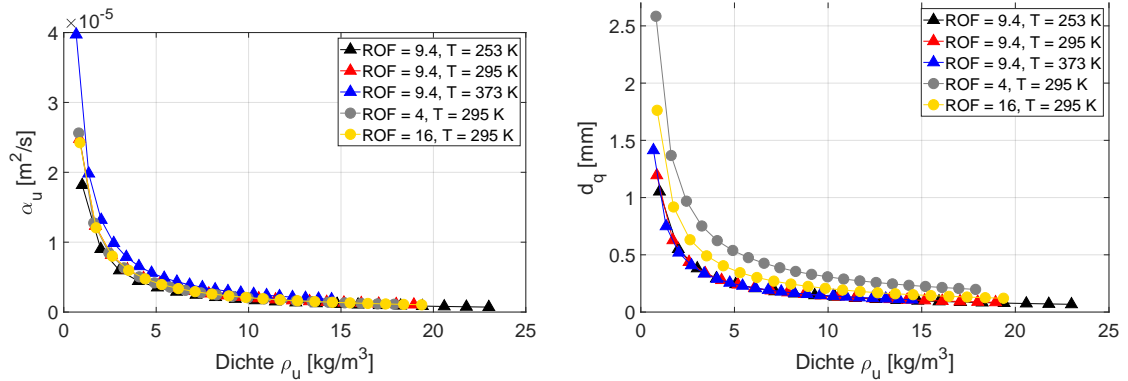
In einem weiteren Schritt werden die Einflüsse von Druck und Temperatur mithilfe der Dichte zusammengefasst. Abbildung E.9a zeigt den Einfluss der Dichte  $\rho_u$  des unverbrannten  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemischs auf die Temperaturleitfähigkeit  $\alpha_u$ .

Analog zu den vorhergehenden Diagrammen wurden die Dichtverläufe hierbei für drei verschiedene Temperaturen (Dreiecke in schwarz, rot und blau für 253, 295 und 373 K) sowie für drei verschiedene Mischungsverhältnisse (rotes Dreieck, grauer und gelber Kreis, ROF = 9,4, 4 und 16) berechnet.

Wie Abbildung E.9b zeigt, nimmt die Temperaturleitfähigkeit mit steigender Dichte kontinuierlich ab. Zusätzlich zeigt sich auch hier, dass das Mischungsverhältnis nur einen sehr kleinen Einfluss auf die Temperaturleitfähigkeit hat, während sich bei einer Änderung von Temperatur bzw. Druck eine deutlich stärkere Beeinflussung von  $\alpha_u$  ergibt.

In Diagramm E.9b ist der Einfluss der Dichte auf den sich ergebenden Löschdurchmesser dargestellt. Zur Berechnung von  $d_q$  wurde wieder der Quotient aus Temperaturleitfähigkeit

## Anhang E. Voruntersuchungen: Laminare Flammengeschwindigkeiten und Löschdurchmesser



(a)  $\alpha_u$  in Abhängigkeit von der Dichte des Frischgemischs (b)  $d_q$  in Abhängigkeit von der Dichte des Frischgemischs

Abbildung E.9.: Die Temperaturleitfähigkeit  $\alpha_u$  und der Löschdurchmesser  $d_q = Pe_{krit} \cdot \frac{\alpha_u}{S_L}$  in Abhängigkeit von der Dichte des Gemischs,  $Pe_{krit} = 65$

$\alpha_u$  und Flammengeschwindigkeit  $S_L$  gebildet und eine kritische Péclet-Zahl von 65 angenommen. Das Diagramm zeigt, dass die Dichte bei konstantem Mischungsverhältnis direkt mit dem Löschdurchmesser korreliert. Im Gegensatz zu den Verläufen von  $\alpha_u$  und  $S_L$  in den Diagrammen E.9a und E.4, ist in Abbildung E.9b kein Einfluss der Temperatur bzw. des Druckes alleine feststellbar. So ergeben sich für unterschiedliche Kombinationen aus Druck und Temperatur bei identischer Dichte auch identische Löschdurchmesser. Druck und Temperatur fließen in die Bestimmung des Löschdurchmesser hierbei nur über die sich aus den beiden Stoffgrößen ergebende Dichte ein. Die zuvor festgestellte Abhängigkeit von Druck und Temperatur bei  $\alpha_u$  und  $S_L$  vereint sich beim Löschdurchmesser in einer einzigen Abhängigkeit von der Dichte  $\rho_u$ .

Zur Verdeutlichung der Dichteabhängigkeit sind in Abbildung E.10 alle anhand von Druck und Temperatur berechneten Dichtewerte  $\rho_u$  sowie die resultierenden Löschdurchmesser  $d_q$  für Mischungsverhältnisse von 4, 9,4 und 16 dargestellt.

Abbildung E.10 zeigt, dass Druck und Temperatur als einzelne Parameter über die Dichte den entsprechenden Löschdurchmesser bestimmen. So ergibt sich bspw. für einen hohen Druck und eine hohe Temperatur der gleiche Löschdurchmesser wie bei einem niedrigen Druck und einer niedrigen Temperatur, solange die Dichte des jeweils untersuchten Gemischs identisch ist.

Die Kurven in Abbildung E.10 weisen einige Lücken auf, diese entstehen durch eine Vorgabe von diskreten Druck- und Temperaturwerten bei der Ermittlung der Dichte und Löschdurchmesser mittels Cantera [204]. Die Lücken folgen, wenn aus der vorgegebenen Kombination von Druck und Temperatur keine entsprechende Dichte für das  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemisch resultiert. So wäre zur Berechnung der fehlenden Werte eine rechenintensive, feinere Unterteilung von  $T_u$  und  $p_u$  notwendig.

## E.2. Einflussfaktoren auf die Flammendicke $\delta_{f,d}$ und berechnete Löschdurchmesser $d_q$

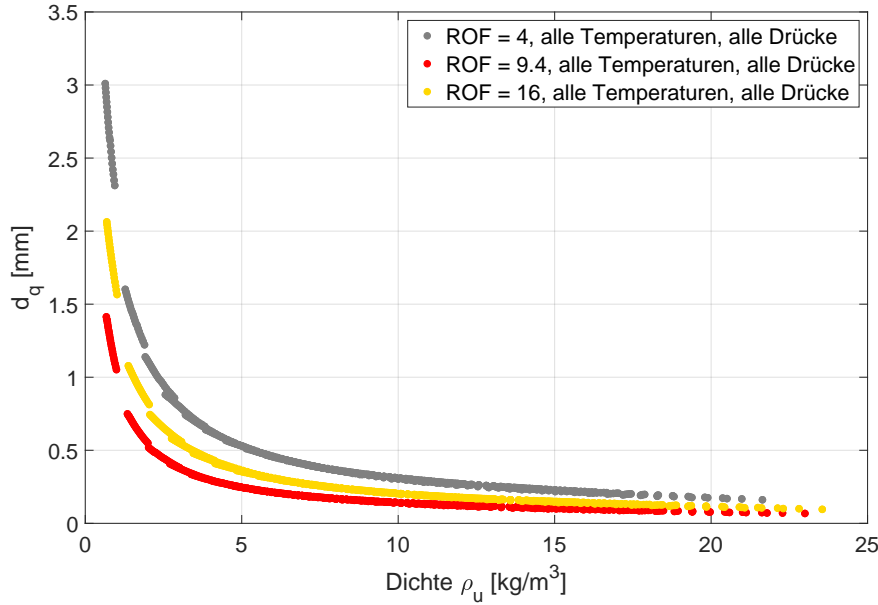


Abbildung E.10.: Löschdurchmesser  $d_q$  in Abhängigkeit von der Dichte für alle verwendeten Drücke und Temperaturen des Frischgemischs

Aufgrund der Zusammenhänge zwischen der Dichte  $\rho_u$  und dem Löschdurchmesser  $d_q$  lässt sich für ein gegebenes Mischungsverhältnis der Löschdurchmesser mithilfe einer einfachen Potenzfunktion approximieren. Hierbei wird der Löschdurchmesser mit folgender Funktion angenähert:

$$d_{q,approx} = a \cdot \rho_u^b + c \quad (\text{E.7})$$

Die Gleichung gilt für die Berechnung des Löschdurchmessers  $d_{q,approx}$  in  $[mm]$  bei einsetzen der Dichte in der SI-Einheit  $[kg/m^3]$ . Für ein stöchiometrisches  $N_2O/C_2H_4$ -Gemisch ergeben sich die Koeffizienten  $a = 1$ ,  $b = -0,9299$  und  $c = 0,02257$ .

Der Einfluss der Dichte auf den Löschdurchmesser lässt sich folgendermaßen veranschaulichen: Befindet sich in einem Rohr oder Kanal ein Gas mit einer definierten Dichte, so bestimmt die Dichte und das Volumen des Kanals die frei werdende Energiemenge bei der Verbrennung. Sinkt nun der Durchmesser des Rohres, vergrößert sich das Verhältnis von Oberfläche zu Volumen im Kanal und die abgeführte Wärmemenge steigt in Relation zur durch die Reaktion frei werdende Energiemenge. Wird ein bestimmtes Oberflächen-zu-Volumen-Verhältnis (bzw. die kritische Péclet-Zahl) erreicht, so wird ausreichend Wärme abgeführt, um die Flamme zum Erlöschen zu bringen. Befindet sich innerhalb des Rohres nun Gas mit einer höheren Dichte, so wird bei der Verbrennung mehr Energie frei, folglich muss der Durchmesser des Rohres auf einen niedrigeren Werte absinken, um die Flamme in diesem Fall zu löschen.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass für ein  $N_2O/C_2H_4$ -Gemisch mit höherer Dichte



(bzw. höherem Druck und niedrigerer Temperatur) kleinere Bohrungen/Öffnungen für eine Flammensperre eingesetzt werden müssen, um die Flamme erfolgreich zu löschen. Demgegenüber steigen die erforderlichen Löschdurchmesser mit sinkender Dichte (bzw. sinkendem Druck und steigender Temperatur). Weiterhin ergeben sich die geringsten Löschdurchmesser bei einem leicht fetten Gemisch (ca. ROF=8), diese unterscheiden sich allerdings kaum von den Löschdurchmessern eines stöchiometrischen Gemischs (ROF=9,41). Bei sehr mageren und fetten Gemischen vergrößert sich der Löschdurchmesser deutlich und erreicht ungefähr das Doppelte des Wertes eines stöchiometrischen Gemischs.

Die in diesem Kapitel dargestellten Zusammenhänge zwischen Flammengeschwindigkeit, Temperaturleitfähigkeit, Flammendicke und Löschdurchmesser stellen die Basis für die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen dar. In einer realen Anwendung existieren allerdings zusätzliche Einflussfaktoren, wie bspw. die geometrischen Parameter des (Versuchs-)Aufbaus und der Flammensperre, die entscheiden, ob eine Flammensperre ihrer Bestimmung gerecht wird oder nicht.

## Anhang F.

# Ergänzungen: Weitere Ergebnisse der Triebwerksversuche - Kurzübersicht

Dieser Abschnitt fasst die anhand der Triebwerksversuche abgeleiteten Ergebnisse zusammen. Im Laufe der Erprobung des  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Treibstoffgemischs wurde die eingesetzte Versuchsbrennkammer fortlaufend modifiziert und optimiert. In der letzten Ausbaustufe wurde die Brennkammerwand mithilfe des Treibstoffgemischs regenerativ gekühlt (siehe Abbildung 5.1). In Summe wurden mit den unterschiedlichen Brennkammern mehr als 1000 Heißgasversuche durchgeführt. Da hier nur eine kurze Übersicht gegeben wird, sei zur detaillierten Beschreibung und Herleitung der aufgeführten Zusammenhänge auf die entsprechenden Veröffentlichungen [29, 89, 90, 111, 265–267, 269, 287–292] verwiesen.

### F.1. Einflussfaktoren auf die charakteristische Austrittsgeschwindigkeit $c^*$

In mehreren Versuchsreihen wurde der Einfluss des Mischungsverhältnisses, des Brennkammerdrucks, der charakteristischen Brennkammerlänge  $L^*$  sowie der Massenstromdichte auf die charakteristische Austrittsgeschwindigkeit  $c^*$  und die Verbrennungseffizienz  $\eta_{c^*}$  beleuchtet. Zusammenfassend lassen sich folgende Punkte festhalten:

- Das Mischungsverhältnis (ROF auf die Massenverhältnisse bezogen oder  $\Phi$  auf die stöchiometrische Zusammensetzung bezogen) hat über die Verbrennungstemperatur starken Einfluss auf die charakteristische Austrittsgeschwindigkeit und damit auf die Effizienz und Leistung des Triebwerks. Die höchsten theoretischen Austrittsgeschwindigkeiten von ungefähr 1650 m/s werden bei einem ROF von ca. 5,5 erhalten. In den Experimenten konnte ein  $c^*$  von 1570 m/s bei einem ROF von 7,1 erreicht werden, dies entspricht einer Verbrennungseffizienz  $\eta_{c^*}$  von ca. 97 % [289, 292].

- Mit steigendem Brennkammerdruck nimmt die charakteristische Geschwindigkeit  $c^*$  und die Verbrennungseffizienz  $\eta_{c^*}$  zu. Mit zunehmendem Druck wird im Verhältnis weniger Wärme an die Brennkammerwand abgegeben. Das Verhältnis von der an die Wand abgegebenen Wärmeenergie zur innerhalb der Brennkammer frei werdenden Wärmeenergie sinkt bei steigendem Druck. Wird prozentual weniger Wärme an die Wand abgegeben, so steigt die Verbrennungseffizienz. Bei Drücken von 11 bar konnten Verbrennungseffizienzen von ca. 97% erreicht werden [267, 289, 292].
- Für den vorgemischten, gasförmigen  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Treibstoff ist eine minimale, charakteristische Brennkammerlänge von 0,5 m erforderlich [267, 292, 304]. Im Falle einer rein kapazitiv gekühlten Brennkammer ergeben sich bei längeren Brennkammern höhere Wärmeverluste und die Verbrennungseffizienz sinkt. Bei kürzeren Brennkammern setzt sich das Gemisch nicht vollständig um, dadurch kommt es ebenfalls zu Leistungsverlusten. Der Einfluss der charakteristischen Brennkammerlänge lässt sich auf eine notwendige Verweilzeit in der Brennkammer zurückführen. Anhand der Reaktionszeitskalen und der Verweilzeit lässt sich eine Damköhler-Zahl von ca. 4000 definieren, die zur vollständigen Verbrennung erreicht werden muss [291].
- Steigt die Geschwindigkeit  $v_{BK}$  innerhalb der Brennkammer durch Änderung des Düsenhalsdurchmessers bei konstantem Brennkammerdruck, so ergibt sich eine Zunahme der Verbrennungseffizienz  $\eta_{c^*}$  [292]. Die hierbei an die Brennkammerwand abgeführte Wärmemenge skaliert mit der Strömungsgeschwindigkeit hoch 0,702 ( $\dot{q} \sim v_{BK}^{0,702}$ ). Die gesteigerte Verbrennungseffizienz bei höheren Geschwindigkeiten könnte durch Änderungen des Strömungsfeldes in der Brennkammer hervorgerufen werden [292].

## F.2. Erprobung verschiedener Zündmethoden

Während der Brennkammerversuche wurden drei verschiedene Zündmethoden für das  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemisch getestet:

- **Die Zündung mittels eines  $\text{H}_2/\text{O}_2$  Fackelzünders**  
Der Fackelzünder sorgte bei ausreichendem Energieeintrag für eine weiche Zündung des Gemischs [265]. Druckspitzen bei der Zündung konnten mithilfe des Fackelzünders vermieden werden. Da sich ein Fackelzünder für die Anwendung im Orbitaltriebwerk jedoch aufgrund der Systemkomplexität nicht eignet, wurde in späteren Versuchen auf Zünd- oder Glühkerzen als Zündmethode zurückgegriffen.
- **Die Zündung mittels einer konventionellen Kfz-Zündkerze**  
Für die Mehrzahl der Versuche erfolgt die Zündung des Gemischs mittels Zündkerze.

Die Zündkerze kann definiert an- und abgeschaltet werden und benötigt nur kleinen Bauraum. Zusätzlich sind Zündkerzen robust gebaut und werden durch Druckspitzen und hohe Temperaturen nicht beschädigt. Ein Nachteil der Zündung mittels Zündkerze ist die Notwendigkeit eines Zündtrafos und das Auftreten von hohen Wechselspannungen, die Sensoren und Messequipment stören können. Aufgrund dieser Nachteile wird in neueren Ausführungen des Versuchstriebwerks eine Hochtemperatur-Glühkerze zur Zündung eingesetzt.

- **Die Zündung mittels Glühkerze**

In ersten Versuchen zeigt sich, dass eine konventionelle, metallische Glühkerze keine ausreichenden Temperaturen erzeugt um das Gemisch zuverlässig zu zünden [263]. Aus diesen Gründen wurde eine keramische Hochtemperaturglühkerze eingesetzt. Da die Glühkerze mit Gleichstrom versorgt wird, treten keine hochfrequenten Wechselspannungen auf, die Messtechnik und Sensoren stören. Zusätzlich eignen sich die keramischen Glühkerzen für hohe Temperaturen und zeigen bei geeigneter Einbauposition auch nach mehr als 50 Zündungen kaum Abnutzungserscheinungen. Demgegenüber stehen Nachteile beim Einsatz von Glühkerzen wie die erforderliche Vorglühzeit und das Nachglühen nach dem Abschalten der Glühkerze.

Trotz der genannten Vor- und Nachteile wird für die spätere Anwendung in einem Antriebssystem mit höherem TRL (engl. Technology Readiness Level - Technologiereifegrad) der Einsatz einer Glühkerze empfohlen. Der verglichen mit der Zündkerze kleinere Bauraum und die einfache Gleichstrom-Spannungsversorgung stellen in Bezug auf die Anwendung deutliche Vorteile dar.

## **F.3. Analyse der Wärmelasten und Regenerativkühlung**

Im Verlauf der durchgeführten Heißgastests wurden weiterhin die auftretenden Wärmeströme und Wärmelasten analysiert. Da die Verbrennungstemperatur des  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Treibstoffs mit über 3000 K deutlich über der Verbrennungstemperatur konventioneller Monopropellants liegt, ist eine aktive Kühlung der Brennkammerwand zwingend erforderlich. Um diese Kühlung für ein späteres Triebwerk adäquat auslegen zu können, ist die genaue Kenntnis der Wärmelasten notwendig.

In Bezug auf die Versuche zur Analyse der Wärmelasten und zur Regenerativkühlung lassen sich folgende Punkte zusammen fassen:

- Anhand des Wärmeeintrags in eine kapazitiv gekühlte Brennkammer konnten bestehende Nusselt-Korrelation mit den Versuchsergebnissen verglichen werden. Die

Nusselt-Korrelationen dienen dabei der Ermittlung des Wärmeübergangskoeffizienten und damit des spezifischen Wärmestroms. Gute Vorhersagen für die auftretenden Wärmeströme lassen sich für magere oder fette Gemisch anhand der Bartz-Gleichung [353] treffen [289, 292]. Für  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemische in der Nähe der Stöchiometrie liefert die Gleichung nach Cinjarew [354, 355] eine gute Näherung der auftretenden Wärmeströme. Zur Verbesserung der Nusselt-Korrelationen wurde die durch die Gleichungen erhaltene Nusselt-Zahl mit einem experimentellen Korrekturfaktor multipliziert (siehe [289, 292]).

- Die Versuche mit einer regenerativ gekühlten Brennkammer zeigten, dass sich das  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Gemisch prinzipiell zur Kühlung einer Brennkammer einsetzen lässt [289]. Während der Versuche konnten mehrere stationäre Betriebspunkte erreicht werden und Versuchszeiten von über 10 Minuten waren möglich. In Abhängigkeit von den auftretenden Temperaturen kam es jedoch zur Rußbildung (engl. cooking) innerhalb der Kühlkanäle.

#### F.4. Versuche mit verflüssigtem $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$ -Treibstoffgemisch

Neben den Versuchen mit gasförmigem, vorgemischtem  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$  wurden auch Heißgastests mit verflüssigtem Treibstoff durchgeführt. Zur Verflüssigung der Gase wurde eine modifizierte Kühltruhe im Zuleitungssystem des Prüfstandes eingesetzt [266]. In Summe wurden 10 Versuche mit flüssigem Treibstoff durchgeführt. Hierbei kam es bei zwei Versuchen trotz des Einsatzes einer Flammensperre zum Flammenrückschlag und der Zerstörung der Treibstoffzuleitung. Wie Gleichung 2.51 bzw. E.7 zeigt, skaliert der Löschdurchmesser mit der Dichte. Steigt nun die Dichte des Treibstoffs bei der Verflüssigung deutlich an, so sinkt der erforderliche Löschdurchmesser signifikant ab. Die ersten Versuche bestätigen diesen Zusammenhang auch für das flüssige Treibstoffgemisch, eine detaillierte Analyse der erforderlichen Löschdurchmesser steht jedoch noch aus. Weiterhin ist unklar, welche Zündenergien erforderlich sind, um das verflüssigte  $\text{N}_2\text{O}/\text{C}_2\text{H}_4$  zu zünden und, ob es zur Detonation des flüssigen Treibstoffs kommen kann. Zur Abschätzung der Explosionsgefahr des flüssigen Treibstoffs sind weitere, möglichst standardisierte Testmethoden (bspw. nach [295] oder nach [296]) notwendig.

Zur Untersuchung der Mischbarkeit von flüssigem  $\text{N}_2\text{O}$  und Kohlenwasserstoffen wurde im physikalisch-chemischen Labor des DLR in Lampoldshausen ein Versuchsaufbau realisiert [356]. Erste Untersuchungen zeigten dabei, dass sich  $\text{N}_2\text{O}$  und  $\text{C}_2\text{H}_6$  (Ethan) miteinander mischen lassen und vermutlich eine Emulsion bilden. Versuche mit  $\text{N}_2\text{O}$  und  $\text{C}_2\text{H}_4$  (Ethen) wurden nicht durchgeführt, denn aufgrund der geringen kritischen Temperatur von  $\text{C}_2\text{H}_4$

#### *F.4. Versuche mit verflüssigtem $N_2O/C_2H_4$ -Treibstoffgemisch*

(9° [110] und siehe Abbildung B.2) muss der Aufbau gekühlt werden, um flüssiges  $N_2O$  und  $C_2H_4$  miteinander zu mischen.



## Anhang G.

### Aufnahmen der Zündmessenstrecke und der Prüflinge

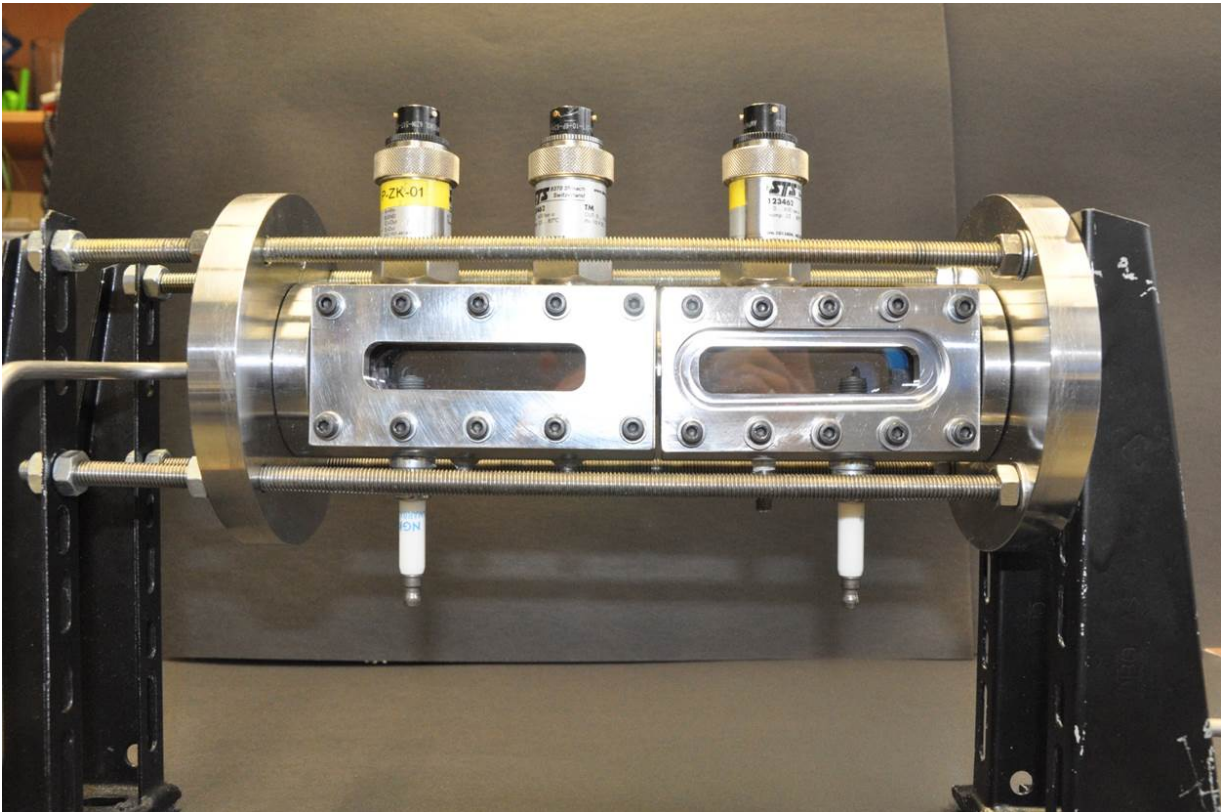


Abbildung G.1.: Zündmessenstrecke im ausgebauten Zustand auf einer Halterung befestigt



*Anhang G. Aufnahmen der Zündmessstrecke und der Prüflinge*

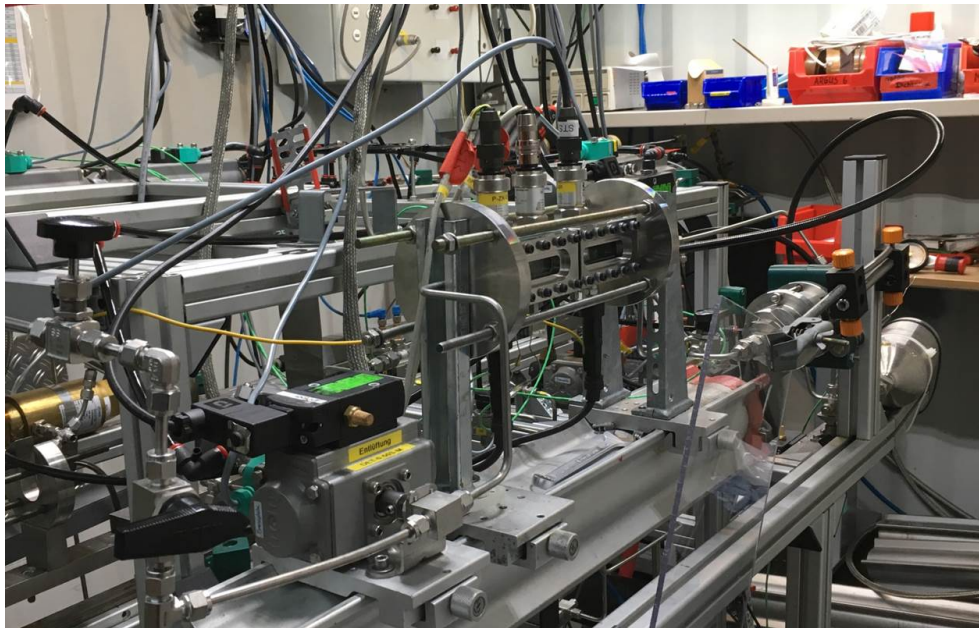


Abbildung G.2.: Zündmessstrecke in Versuchskonfiguration im Prüfstand verbaut



Abbildung G.3.: Kapillarträger mit Schrumpfschlauch und 0,5 mm Borosilicat-Glaskapillaren, verbaut in Konfiguration 3

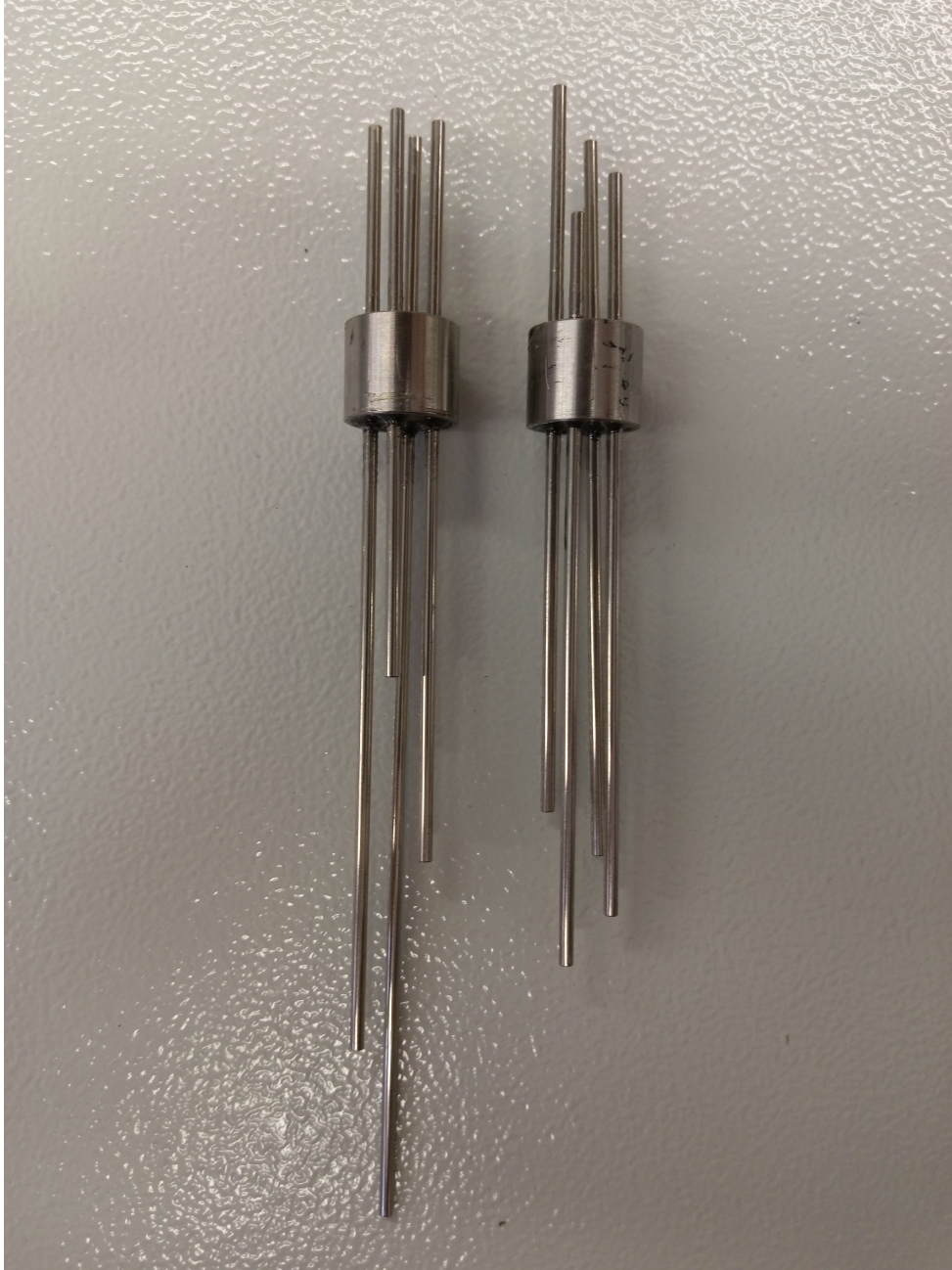


Abbildung G.4.: Die Edelstahlkapillaren in Konfiguration 2 und 3



Abbildung G.5.: Poröses SIKA B 100 Material im Prüflingshalter



Abbildung G.6.: Poröses SIKA B 100 Material umgeben mit Schrumpfschlauch



## Anhang H.

### Aufnahmen der Heißläufe des Versuchstriebwerks



Abbildung H.1.: Genutzter Versuchscontainer am M11.5 des DLR in Lampoldshausen

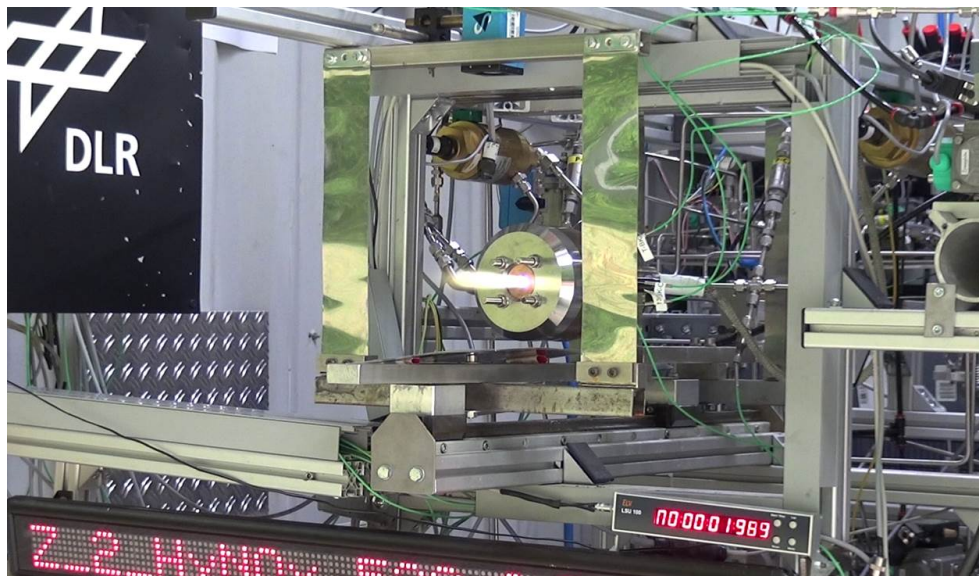


Abbildung H.2.: Heißlauf der HyNOx-Brennkammer

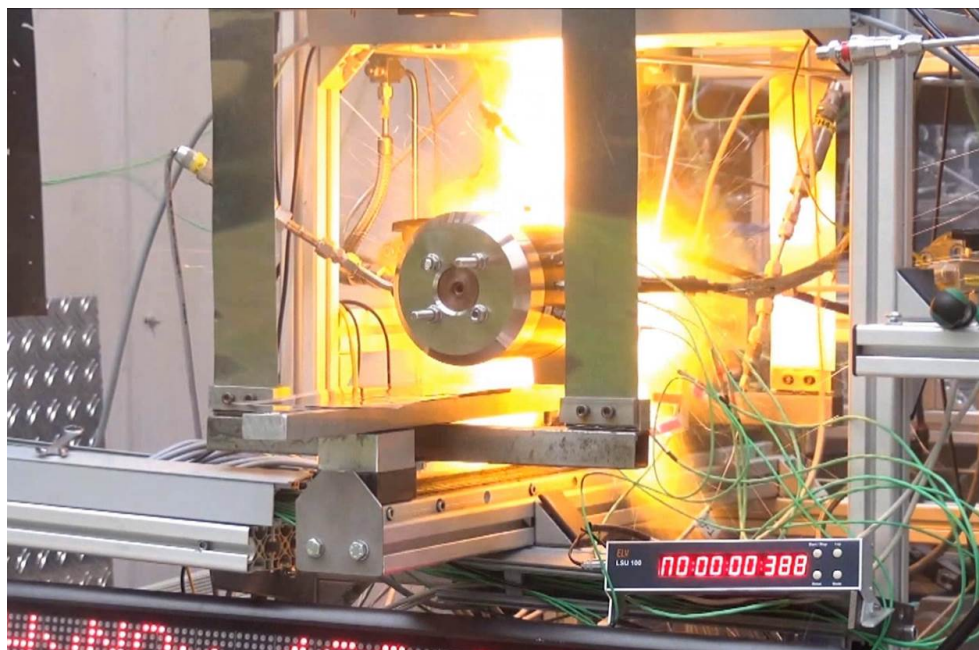


Abbildung H.3.: Flammenrückschlag und Brand in der Zuleitung der HyNOx-Brennkammer



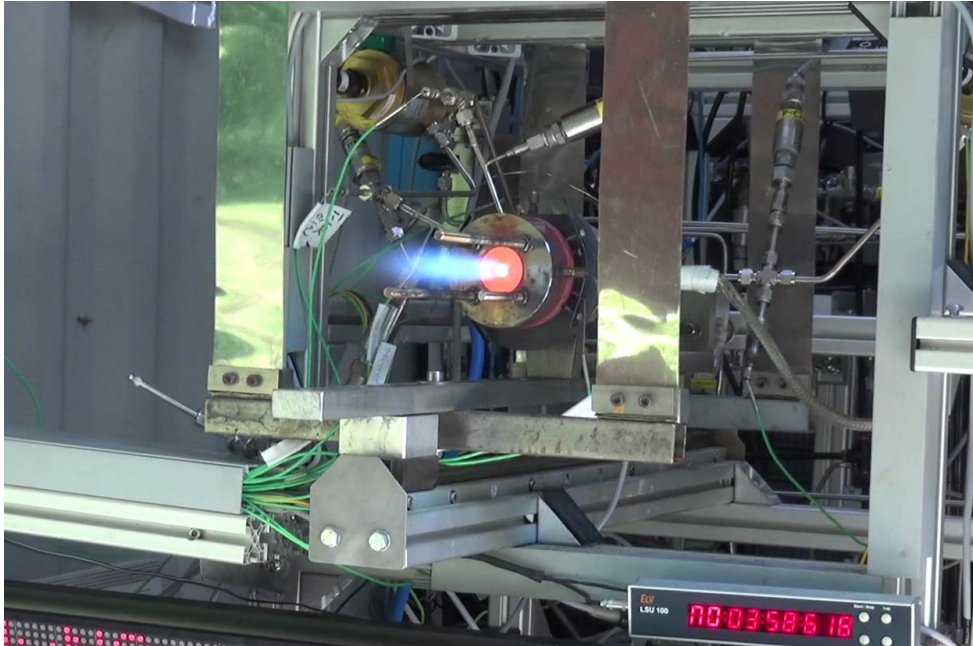


Abbildung H.4.: Heißlauf der regenerativ gekühlten Brennkammer mit glühender Düse

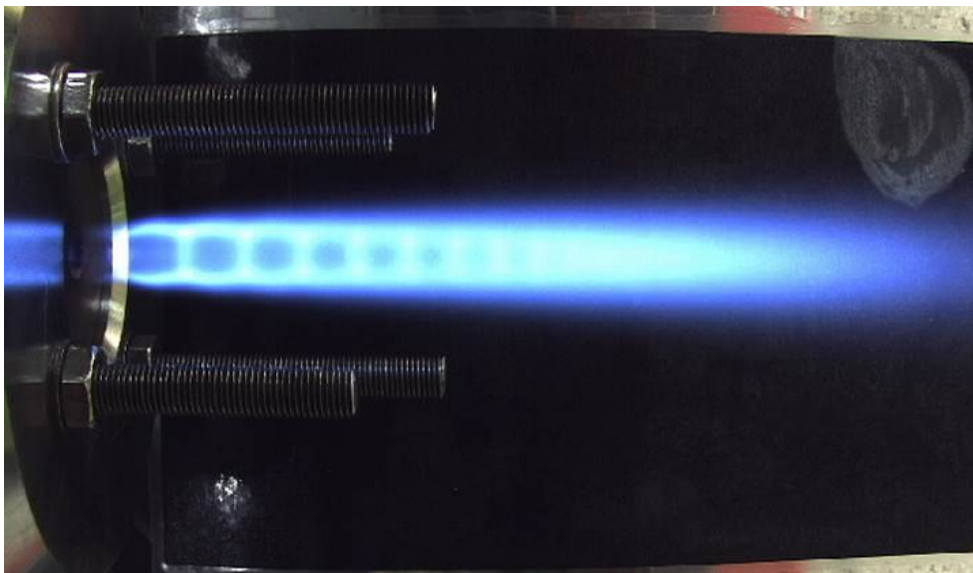


Abbildung H.5.: Abgasstrahl der HyNOx-Brennkammer



# Lebenslauf



## Persönliche Daten

Name: Lukas Karl Werling  
Geburtsdatum und -ort: 12.07.1986 in Viersen  
E-Mailadresse: Lukas.Werling@gmx.de  
Familienstand: Verheiratet, keine Kinder

---

## Ausbildung und Studium

09/1997 – 03/2005	Goethe Gymnasium Germersheim, Abschluss: Abitur, Abschlussnote: 2,3
10/2005 – 06/2011	Diplomstudiengang Maschinenbau, Universität Karlsruhe (TH)/Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Abschlussnote 1,5
11/2010 – 05/2011	Diplomarbeit beim Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) Institut für Raumfahrtantriebe
12/2014 – heute	Doktorand an der Universität Stuttgart, Anfertigung der Arbeit beim Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR), Institut für Raumfahrtantriebe

---

## Berufserfahrung

06/2011 – heute	<p>Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR), Institut für Raumfahrtantriebe, Abteilung Treibstoffe:</p> <ul style="list-style-type: none"><li>• 06/2011 – 04/2012: Wissenschaftlicher Mitarbeiter</li><li>• 05/2012 – 04/2014: Prüfstandsleiter Prüfstand M11</li><li>• 04/2014 – heute Gruppenleiter Anlagen</li><li>• 01/2015 – heute Teilprojektleiter „Green Propellants“ im DLR internen Projekt „Future Fuels“</li></ul>
-----------------	---